N° D'ORDRE 140

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences de l'Université de Bordeaux

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

René DUMONT

1re THÈSE : Séparation des composantes atmosphérique, interplanétaire et stellaire du ciel nocturne à 5000 Å. Application à la photométrie de la lumière zodiacale et du gegenschein.

2e THÈSE : Les systèmes optiques à grand champ applicables à la photographie du ciel entier.

Soutenues le 5 avril 1965 devant la Commission d'examen :

MM. SÉMIROT *Président,*
DUFAY, Membre de l'Institut
SWINGS, Membre de l'Institut
ROUSSET
SERVANT
Examinateurs.

ÉDITIONS DU CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
15, Quai Anatole-France
PARIS 7e

N° D'ORDRE 140

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences de l'Université de Bordeaux

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

René DUMONT

1re THÈSE : Séparation des composantes atmosphérique, interplanétaire et stellaire du ciel nocturne à 5000 Å. Application à la photométrie de la lumière zodiacale et du gegenschein.

2e THÈSE : Les systèmes optiques à grand champ applicables à la photographie du ciel entier.

Soutenues le avril 1965 devant la Commission d'examen :

MM. SÉMIROT, *Président*,
DUFAY, Membre de l'Institut,
SWINGS, Membre de l'Institut,
ROUSSET,
SERVANT,
Examinateurs.

ÉDITIONS DU CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
15, Quai Anatole-France
PARIS 7e

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK - LEIDEN -

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

Doyen honoraire . . . . . M. BRUS

Doyen. . . . . M. CALAS

Professeurs honoraires

M. DAURÉ . . . Recteur honoraire de l'Académie de Caen.
M. KASTLER. . . Professeur à la Sorbonne.
M. QUELET . . . Professeur à la Sorbonne.
M. PISOT . . . . Professeur à la Sorbonne.
Mlle JOSIEN. . . Professeur à la Sorbonne.

Professeurs

M. DANGEARD. . Botanique.
M. GENEVOIS . . Chimie biologique et Physique végétale.
M. MILLOUX. . . Calcul infinitésimal.
M. CAU. . . . . Physique expérimentale.
M. BRUS . . . . Chimie.
M. AVEL . . . . Zoologie et physiologie animale.
M. ROUSSET. . . Physique générale.
M. ROGER. . . . Mécanique rationnelle.
M. WEILL. . . . Anatomie comparée et embryogénie.
M. DUFRESNOY . Mathématiques générales.
M. LAFON. . . . Physiologie générale.
M. BOUNHIOL . . Biologie animale.
M. SERVANT. . . Physique.
M. CALAS. . . . Chimie organique.
M. GAY. . . . . Minéralogie.
M. LAMARE. . . Géologie (remplacé par M. EMBERGER).
M. PACAULT. . . Chimie physique.
M. SCHOELLER. . Géologie.
M. DAVID. . . . Biologie végétale.
M. COLMEZ . . . Méthodes mathématiques de la physique.
M. CAMBAR. . . Biologie animale.
M. VIGNEAUX. . Géologie.
M. PANOUSE. . . Zoologie (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc).
M. ARZELIES . . Physique (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc).
M. RIBEREAU-GAYON. . . . Onologie et chimie agricole.
M. RISS. . . . . Mathématiques.
M. GUIZONNIER . Physique.
M. DIEUZEIDE. . Biologie générale.
M. HAGET. . . . Zoologie expérimentale.
M. SEMIROT. . . Astronomie.
M. CHASTEL. . . Physique nucléaire.
M. HAGENMULLER . . . . . Chimie minérale.
M. ALLARD . . . Chimie.
M. CREAC'H. . . Biologie animale S. P. C. N.
M. LOUDETTE. . Mécanique physique.
M. PATY . . . . Chimie.
M. BORDES . . . Préhistoire.
M. SÉCHET . . . Botanique.
M. LAFARGUE. . Physique. C. S. U. de Pau.
M. BAGANAS. . . Mathématiques.
M. VALENTIN . . Radioélectricité.
M. ENNOUCHI. . Géologie (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc).
M. EYME. . . . Botanique.
M. FRAINNET . . Chimie organique.
M. RUAMPS. . . Physique électronique.
M. DESCHAMPS . Chimie. C. S. U. de Pau.
M. HOARAU. . . Chimie physique.
M. LALANDE . . Chimie appliquée.
M. MARCHAND. . Chimie.
Mme TISON . . . Calcul des probabilités.
M. GOTTIS . . . Géologie approfondie.
M. LEMANCEAU . Chimie.
M. CLASTRE. . . Cristallographie physique.
M. BLONDEL. . . Mathématiques.
M. SOURISSEAU . Chimie M. P. C.-S. P. C. N.
M. JOUSSOT-DUBIEN. . . . . Chimie M. P. C.-S. P. C. N.
M. MAYER . . . Physique. C. S. U. de Pau.
Mlle FAURE-MURET. . . Géologie (détachée à la Faculté des Sciences du Maroc).
Mlle LAFFITTE. . Physique M. G. P.
M. ROCH . . . . Physique.
M. LOCHET . . . Physique.
M. VALADE . . . Chimie organique.
M. VINDT. . . . Biologie végétale.
M. RÉGNIER. . . Mathématiques.
M. DESTRIAU . . Chimie.
M. PETIT. . . . Physique corpusculaire.
M. CLIN . . . . Géologie.
M. BARAUD. . . Chimie biologique.
M. EMBERGER. . Géologie.
M. CARDO. . . . Psychophysiologie.
M. SIMONOFF . . Chimie physique.
M. BOTHOREL . . Chimie.
M. CHARRU . . . Physique M. P. C.

Maître de conférences honoraire . . . . . ,

Maîtres de conférences

M. BONASTRE . . Chimie. C. S. U. de Pau.
M. LASCOMBE . . Chimie.
M. RIMPAULT . . Mathématiques.
M. VINH MAU. . Physique théorique.
M. BARETS . . . Biologie animale.
M. GROMB . . . Chimie. C. S. U. de Pau.
M. METTETAL . . Biologie animale (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc).
M. BELLON . . . Chimie (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc).
M. HARDY . . . Chimie.
M. BERTHE . . . Mathématiques. C. S. U. de Pau.
Mme VINH MAU . Physique théorique.
M. BOUSSEAU . . Physique.
M. RIBEREAU-GAYON Pascal. Chimie organique.
M. DUBOST . . . Physique. C. S. U. de Pau.
M. DUPUY. . . . Physique. C. S. U. de Pau.
M. MENRATH . . Physique.

Conseiller Administratif . . . . . M. LLORENS

SÉPARATION DES COMPOSANTES ATMOSPHÉRIQUE, INTERPLANÉTAIRE ET STELLAIRE DU CIEL NOCTURNE A 5000 Å. APPLICATION A LA PHOTOMÉTRIE DE LA LUMIÈRE ZODIACALE ET DU GEGENSCHEIN

par René DUMONT
(Observatoire de Bordeaux)

SOMMAIRE. — *J'expose dans les chapitres I et II une méthode de séparation, dans la région verte du spectre, entre la luminance d'origine extraterrestre L et celle provenant du continuum atmosphérique* Λ. *Elle est fondée sur l'observation au pôle de la corrélation d'intensités de* BARBIER $\Lambda(Q^{(n)})$ *entre la raie verte* [*O I*] 5577 *et le continuum atmosphérique ; mais, ce dernier étant mélangé avec une quantité inconnue* L_P *de lumière extraterrestre, de telles observations du pôle doivent être complétées par de fréquentes observations de quelques points de la sphère des fixes au cours de leur mouvement apparent. C'est ce que j'appelle la « méthode des hauteurs multiples » dont les équations permettent de calculer L et* Λ *en tout point du ciel, en fonction des réponses I et Q de l'instrument (vers* 5000 *et à* 5577 Å*).*

Je compare au chapitre III les deux composantes de L : Lumière zodiacale L_Z *et continuum stellaire* ε_{m_0} *(flux intégré de toutes les étoiles plus faibles que la limite visuelle* m_0 *de l'instrument, et qui ne peuvent par suite être expulsées du champ).* ε_{m_0} *peut et doit être maintenu dans des valeurs raisonnables par l'utilisation d'un collecteur de lumière suffisant venant compenser la petitesse du diaphragme (une fraction de degré-carré).*

Le chapitre IV décrit les télescopes photoélectriques utilisés à St-Michel (France) et à Tenerife (Iles Canaries). Les résultats de la méthode des hauteurs multiples et ceux concernant le continuum atmosphérique font l'objet du chapitre V.

Le chapitre VI réunit mes premiers résultats sur quelques-uns des problèmes photométriques de la lumière zodiacale : Distribution de l'intensité en coordonnées écliptiques, forme et symétrie des isophotes, position du Gegenschein, etc.... Le chapitre VII propose une généralisation des équations au cas des mesures polarimétriques ; les premiers résultats montrent que le degré de polarisation d'origine interplanétaire est distribué sur le ciel d'une façon assez simple, qui en première approximation paraît être de révolution autour de l'axe Soleil-Antisoleil.

ABSTRACT. — *In chapters I and II, a method is established to separate, in the green range of the spectrum, the extraterrestrial luminance L from that of the atmospheric continuum* Λ. *The basis of this method is* BARBIER'S *intensity correlation* $\Lambda(Q^{(n)})$ *between the continuum and the green line* [*O I*] 5577, *both observed at the pole ; but, since the former is mixed with an unknown amount* L_P *of extraterrestrial light, such polar observations must be completed by frequent observations of a few points of the celestial sphere, in the course of their apparent motion. That is what I named the " several altitudes method ", the equations of which allow calculation of L and* Λ *in each point of the sky, as functions of the instrumental deflections I and Q (near* 5000 *and at* 5577 Å*).*

In Chapter III, I compare the two components of L, i.e. zodiacal light L_Z *and stellar continuum* ε_{m_0} *(integrated light from all stars fainter than the visual limit* m_0 *of the instrument, which therefore cannot be driven out of the field).* ε_{m_0} *must and can be kept to fairly low values by using a light-collector large enough to cancel the smallness of the diaphragm (much less than a square-degree).*

Chapter IV describes the photoelectric telescopes used at St-Michel (France) and Tenerife (Canary Isles). The results of the " several altitudes method " and those about atmospheric continuum will be found in Chapter V.

Chapter VI collects my first results about some of the photometric problems of the zodiacal light : intensity distribution in ecliptic coordinates, shape and symmetry of the isophotes, position of the Couterglow, etc.... The seventh chapter offers an extension of the equations to the case of polarimetric measurements ; the first ones show that the amount of interplanetary polarization has a rather simple distribution over the sky, which roughly seems to depend only upon the angular distance to the sun-antisun axis.

Резюме. — В глава I и II я излагаю метод для отделения в зеленой области спектра свечения L внеземного происхождения и свечения Λ происходящего из атмосферного континуума. Он основан на наблюдении на полюсе корреляции интенсивностей Λ ($Q^{(n)}$) Барбье между зеленой линией [OI] 5577

и атмосферным континуумом ; но этот последний будучи смешан с неизвестным количеством внеземного света Lp, подобные наблюдения с полюса должны быть пополнены частыми наблюдениями нескольких точек сферы постоянных в течение их кажущегося движения. Это то, что я называю « метод множественных высот », уравнения которого позволяют вычислить L и Λ во всякой точке неба в зависимости от ответов I и Q, инструмента (около 5000 и на 5577 Å.)

В главе III я сравниваю обе компоненты : зодиакальный свет Lz и звездный континуум E_{m_0} (общий поток всех звезд более слабых нежели визуальный предел m_0 инструмента, и которые поэтому не могут быть выброшены из поля). E_{m_0} может и должен быть поддержан в разумных пределах значений, если использование достаточного коллектора света будет компенсировать малые размеры диафрагмы (доля квадратного градуса.)

Глава IV описывает фотоэлектрические телескопы используемые в Сэн-мишель (Франция) и в Тенериф (Канарские острова). Результаты метода множественных высот и те, которые относятся к атмосферному континууму, составляют предмет главы V.

Глава VI объединяет мой первые результаты о некоторых фотометрических проблемах зодиакального света : распределение интенсивности в эклиптических координатах, форма и симметрия изофот, положение противосияния и т. д. Глава VII предлагает обобщение уравнений в случае поляриметрических измерений ; первые результаты показывают, что степень поляризации межпланетного пространства распределена на небе довольно простым образом, который в первом приближении соответствует по-видимому вращению вокруг оси Солнце — Противосолнце.

CHAPITRE I

Généralités et exposition de la méthode

I-1. Historique succinct.

Le problème photométrique de la lumière zodiacale a préoccupé depuis fort longtemps de très nombreux chercheurs. Parmi ceux qui ont étudié visuellement ce phénomène de façon régulière, on peut citer au XVII^e siècle Cassini [16], au XVIII^e siècle de Mairan [62], au XIX^e siècle Liais [60], Marchand [63], et au début de notre siècle Mascart [64], Fessenkov [42], Schmid [77]. La plupart des observateurs mentionnent des variations d'intensité, et des variations de position de la lueur par rapport aux étoiles.

Ces changements pouvaient être tenus pour certains jusqu'à la découverte de la luminescence atmosphérique et de ses variations d'intensité. Celles de la raie verte [O I] 5577 Å, constatées depuis une soixantaine d'années, sont d'amplitude suffisante pour intervenir lorsque l'œil humain étudie la luminance d'une région quelconque du ciel, et ceci même en tenant compte de la vision scotopique. La mise en évidence en 1951 par Barbier, Dufay et Williams [7] d'une composante d'origine atmosphérique dans le spectre continu du fond du ciel vint rendre encore plus incertains les résultats antérieurs concernant les variations d'intensité ou de forme de la lumière zodiacale ; dans les observations contemporaines, les auteurs se sont en général efforcés de tenir compte de cette composante terrestre, mais sa luminance variable selon l'instant et le point visé forme avec la lumière zodiacale et le fond continu stellaire un mélange fort délicat à séparer correctement. La comparaison des résultats obtenus, dont l'accord est assez médiocre, montre qu'il reste encore beaucoup à faire dans cette direction.

On trouvera en effet dans le tableau I, 1 quelques valeurs numériques concernant la photométrie des fuseaux zodiacaux (régions de l'écliptique angulairement proches du Soleil, donc brillantes). Je me suis borné aux mesures relativement récentes, réalisées photoélectriquement et dans un domaine spectral peu différent de celui des mesures visuelles (vert), choisi par presque tous les auteurs. L'unité est l'étoile de dixième magnitude visuelle par degré-carré, et un astérisque signale les cas où cette unité n'était pas adoptée par l'auteur et où une transformation a été effectuée.

Moins nombreux sont les observateurs ayant publié des nombres sur l'intensité de la lumière zodiacale à de grandes latitudes écliptiques, et il y a bien peu de cohérence entre ces rares résultats. Depuis les mesures déjà anciennes d'Elvey et Roach en 1937 [40] qui avaient trouvé environ 90 étoiles (*), je n'ai relevé que deux évaluations de la luminance d'origine interplanétaire au pôle vers 5200 Å, qui sont celles de Barbier, Dufay et Williams [7] avec 33 étoiles, et de Robley [75] avec 185 étoiles (*). Par ailleurs, plusieurs auteurs admettent ouvertement ou implicitement dans l'exposé de leur méthode de réduction que la lumière zodiacale loin de l'écliptique est négligeable ; c'est le cas, par exemple, de Huruhata [53], de Divari et Asaad [25] et cette opinion est soutenue par Fessenkov [45]. Dans son récent travail, mais

TABLEAU I, 1

Auteur	Année	Lieu d'observation et altitude	Référence	Lz à 40° du ⊙	Lz à 60° du ⊙	Lz à 90° du ⊙
Divari	1952	Kamenskoye (Asie centrale), 1350 m.	[23]	430	140	
Behr et Siedentopf	1953	Jungfraujoch (Suisse), 3570 m.	[10]	725	395	200
Roach, Pettit, Tandberg et Davis	1954	Cactus Peak (Californie).	[71]	1250 (*)	500 (*)	250 (*)
Regener	1955	Capillo Peak (New Mexico), 2800 m.	[70]	environ 1200 (*)	environ 500 (*)	
Elsässer	1958	Boyden Stat. (Afrique du Sud), 1387 m.	[38]	650	280	110
Divari et Asaad	1959	Assouan (Egypte), 200 m.	[25]	740	280	74
Peterson	1961	Capillo Peak (New Mexico).	[69]	875	392	232
Robley	1962	Pic-du-Midi (France), 2861 m.	[75]	environ 1300 (*)	environ 560 (*)	
Weinberg	1963	Haleakala (Hawaii), 3280 m.	[85]	environ 1130	environ 520	environ 250

TABLEAU I, 2

Auteur	Année	Référence	Luminance du Continuum atmosphérique vers 5200 Å
Barbier, Dufay et Williams	1951	[7]	Moyenne 150 étoiles (*).
Barbier	1961	[5]	135 à 265 étoiles (*).
Roach et Megill	1961	[73]	Moyenne 306 étoiles.
Robley	1962	[75]	Moyenne 97 étoiles (*).
Weinberg	1963	[85]	25 à 75 étoiles.

sans donner le nombre relatif au pôle, Weinberg [85] trouve au contraire en divers points de latitude écliptique élevée (au moins 60°) des valeurs considérables allant de 181 à 275 étoiles.

La comparaison des intensités qui ont été publiées au sujet du spectre continu de la luminescence atmosphérique dans la région verte n'est guère plus satisfaisante (tableau I, 2).

Bien que des variations d'intensité de la lumière zodiacale soient *a priori* possibles et puissent expliquer une partie de ces désaccords, il semble bien difficile de les lui attribuer tous. Ils sont également trop importants pour que des erreurs d'étalonnage absolu effectuées à partir des observations brutes puissent en rendre compte. Je pense qu'il faut voir l'origine de ces écarts avant tout dans ces différentes sources variables et mélangées, les pièges que présente leur séparation correcte, et les diverses hypothèses plus ou moins solides sur lesquelles certains auteurs pensent pouvoir s'appuyer pour simplifier le problème.

I-2. Revue des différentes sources en présence.

Un instrument photométrique dont le diaphragme délimite sur le ciel un certain champ S reçoit, lorsqu'il travaille au sol par une nuit sans lune :

I. De la lumière zodiacale, que l'on peut encore

appeler « continuum interplanétaire », provenant de la diffusion de la lumière solaire par les particules disséminées dans le système solaire.

II. De la lumière émise par luminescence atmosphérique (« ciel nocturne », « airglow ») en quantité fort variable suivant le domaine spectral de travail, mais qui ne peut malheureusement s'éliminer entièrement quel que soit le filtre choisi.

III. De la lumière stellaire, en provenance tant des étoiles visibles dans l'instrument que du fond non résoluble des étoiles faibles qui lui sont inaccessibles.

IV. De la lumière galactique, diffusion de la lumière des étoiles par la matière interstellaire.

La distribution photométrique de ce mélange de 4 sources sur la sphère céleste est en outre altérée par des phénomènes d'absorption et de diffusion dans l'ozonosphère et la basse-atmosphère.

Un photomètre spatial, fonctionnant au-dessus de la couche ionosphérique émissive, n'enregistrerait plus que la somme des composantes I, III et IV et serait également débarrassé des ennuis dus à l'ozonosphère et à la basse-atmosphère.

Le point de vue du photométriste de la lumière zodiacale est de considérer l'étude de la source I comme l'objet de son travail, et les autres composantes comme de simples phénomènes parasites, mais il est évident qu'une attitude aussi logique consiste à accorder le même intérêt à I et à II.

Examinons maintenant quelques caractéristiques de chacune des trois dernières sources, et ce que l'on peut faire pour réduire leurs inconvénients.

II est une source variable selon le domaine spectral choisi, d'un point à l'autre du ciel et d'un instant à l'autre. Elle est donc fort dangereuse. Il faut :

a) choisir un domaine spectral où elle ne soit pas trop intense ;

b) essayer d'évaluer son intensité d'après un indicateur qui varie en liaison avec elle, s'il en existe.

III est une source fort importante si on ne prend aucune précaution contre elle, mais elle s'atténuera beaucoup :

a) en ne s'approchant pas trop du plan galactique ;

b) en éliminant systématiquement les étoiles visibles dans l'instrument ;

c) en choisissant un instrument d'ouverture suffisante, en sorte que les étoiles qui n'auront pu être éliminées (parce que non vues) apporteront un flux global modeste devant les autres sources, et calculable sans trop d'incertitude à partir des dénombrements stellaires.

IV est une source assez faible qui ne sera guère gênante si l'on s'astreint déjà à ne pas travailler à des latitudes galactiques trop basses.

Enfin, les absorptions et diffusions atmosphériques dépendent considérablement de la longueur d'onde choisie, et restent supportables si l'on évite les régions violette et ultra-violette du spectre.

Je pense que les principaux écueils à éviter sont les suivants :

— en ce qui concerne III, se contenter d'un tout petit photomètre admettant plusieurs degrés carrés de champ, c'est-à-dire de nombreuses étoiles assez brillantes, auquel cas la composante stellaire est intense et fort difficile à retrancher correctement ;

— en ce qui concerne II, négliger la grande amplitude de ses variations et admettre que c'est une « couche de Van Rhijn » dont la luminance ne dépendrait ni du temps ni de l'azimut, mais seulement de la distance zénithale. Une telle hypothèse est en absolue contradiction avec d'innombrables observations de ciel nocturne, et particulièrement avec les abondants résultats de Barbier en divers points du globe, qui ont établi sans conteste que tous les domaines spectraux étaient sujets à des variations d'intensité très nettes. Il peut arriver qu'au cours de périodes de faible activité solaire ces variations restent limitées pendant quelques nuits et que l'hypothèse en question fournisse momentanément des ordres de grandeur acceptables, mais ce ne peut être qu'un hasard qui en tant que méthode générale est inutilisable.

Enfin, en ce qui concerne la source I elle-même, dont le problème est de calculer l'intensité en tous les points du ciel, il faut se garder de poser à son sujet trop de pétitions de principe. Je me suis résolu à admettre comme hypothèse de travail — ultérieurement vérifiée comme on le verra — que son intensité en un point quelconque M de la sphère des fixes n'était pas sujette à des variations trop brusques, et pouvait être considérée comme constante au moins à l'échelle de la nuit. En revanche, des postulats tels que « la lumière zodiacale loin de l'écliptique est négligeable » ou même « l'intensité de la lumière zodiacale assez loin de l'écliptique dépend de β mais pas de λ », me paraissent excessifs.

I-3. Les fondements de la nouvelle méthode proposée.

A) *Face à la composante atmosphérique.*

En attendant les développements du chapitre II, consacré à l'élimination de la luminescence atmo-

sphérique, donnons ici des généralités sur le procédé mis au point pour en calculer l'intensité en un point quelconque du ciel et à un instant quelconque.

Parmi les domaines spectraux où la luminescence nocturne risque d'apporter le moins d'ennuis, celui qui va de 4900 Å à 5500 Å environ est assurément le meilleur, puisqu'il ne contient que du continuum, deux bandes de OH fort peu intenses, et une raie de [N I] dont la présence sur les spectres est rare et faible. Beaucoup d'observateurs ont remarqué les avantages certains de cette « fenêtre », et la majorité des études réalisées jusqu'ici l'ont été aux environs de λ 5200 Å.

Cela n'empêche pas que la luminance du continuum soit importante et variable, et exige d'être déterminée avec tout le soin possible. Or, l'indicateur d'intensité indispensable pour ce calcul existe, et n'est autre que l'une des corrélations d'intensités mises en évidence par Barbier [4] [8] entre différents domaines spectraux du ciel nocturne ; dans le cas qui nous occupe, il s'agit de la corrélation du groupe A observée au pôle entre la raie verte [O I] 5577 Å et le continuum (parfois contaminé par un peu de OH) à travers un filtre qui dans les photomètres de Barbier est centré à 5260 Å. L'idée d'utiliser ce critère n'est pas nouvelle, et des observateurs tels que Roach [72] et Weinberg [85] l'invoquent. Cependant, une difficulté majeure provient du fait qu'en aucun point du ciel cette corrélation ne peut être observée à l'état pur, puisqu'au continuum s'ajoute partout l'intensité de la lumière zodiacale, *a priori* inconnue, ainsi que bien entendu la composante stellaire.

Des observations au zénith ne pourraient être que d'une interprétation fort délicate, malgré la simplicité apparente de ce point, car il y défile toutes sortes de régions de la sphère des fixes, chacune étant caractérisée par une intensité particulière (et inconnue) de lumière zodiacale. Le pôle est le seul point qui ne présente pas cet inconvénient ; l'intensité zodiacale de ce point peut être regardée comme constante au cours d'une nuit, et les observations montrent d'ailleurs que cette constance s'étend sur des périodes bien plus longues, d'au moins une lunaison. Il n'en reste pas moins que cette intensité n'est pas connue ; une série d'observations du pôle avec deux filtres centrés vers 5200 et à 5577 Å ne permet pas de la calculer, car l'intensité de la raie verte ne s'annule jamais et il est impossible de savoir directement quel est le « zéro » de la corrélation observée, autrement que par une extrapolation fort risquée.

Je pense que les observations du pôle, encore que fort importantes, ne peuvent suffire à résoudre le problème, et qu'il faut les compléter par une série d'observations d'un autre point M de la sphère des fixes, en principe quelconque, mais choisi de façon que sa distance zénithale varie dans de larges limites au cours de son mouvement apparent. Il est difficile d'expliquer avant d'entrer dans les calculs comment la séparation des deux sources, impossible si l'on s'en tient au pôle seulement, devient aisée si un point M est suivi régulièrement au cours de son ascension dans le ciel ; mais cela devient fortement intuitif si l'on remarque l'analogie entre cette idée et celle du calcul de l'absorption atmosphérique par la méthode de Bouguer. Alors que des observations même très nombreuses de l'étoile polaire ne fourniront jamais ni sa magnitude hors-atmosphère ni sa perte de magnitude dans l'atmosphère, il suffit de suivre une quelconque étoile, descendant bas et montant haut dans le ciel, pour en tirer à la fois sa magnitude apparente réelle et la valeur zénithale de l'absorption.

La pratique de cette nouvelle méthode, à laquelle je propose de donner le nom de « méthode des hauteurs multiples » me paraît être, avec l'observation du pôle, une condition *sine qua non* de séparation des deux principales composantes de la lumière du fond du ciel, pour un observateur non spatial. Tout le second chapitre aura pour objet de justifier cette idée de façon précise et d'établir les équations de réduction. Après le début des observations selon cette méthode, bientôt résumée dans deux Notes à l'Académie des Sciences [35] [36], j'ai rencontré dans la traduction d'un article russe de Chuvayev [18] l'exposé d'une idée assez voisine dans son ensemble. Mais cet auteur n'a effectué que de rares observations d'essai, et n'a nullement exploité cette technique fondamentale.

Examinons maintenant de plus près les possibilités offertes par les divers domaines spectraux, afin de choisir les filtres les plus appropriés au travail.

Les domaines où la méthode esquissée ci-dessus sera applicable sont ceux où le spectre de la luminescence atmosphérique est un spectre continu ou une juxtaposition de bandes d'émission serrées, équivalentes à un continuum lorsqu'on en fait la photométrie à travers un filtre d'une certaine largeur. Ces émissions ne doivent pas être trop intenses ; elles doivent être en corrélation d'intensité avec l'une des deux raies du ciel nocturne susceptibles de servir d'indicateur, c'est-à-dire [O I] 5577 ou Na I 5893 pour les groupes A et B de Barbier, respectivement [8]. En d'autres termes, le conti-

nuum ou le pseudo-continuum admis par le filtre choisi devra être du groupe A ou du groupe B, à l'exclusion de tout mélange. Par ailleurs, comme dans toute photométrie au sol, les grandes longueurs d'onde sont plus avantageuses que les courtes en raison de la loi de RAYLEIGH ; enfin, il est bon de tenir compte des performances des photomultiplicateurs en fonction de la longueur d'onde.

L'ensemble de ces conditions est malheureusement fort restrictif. La grande intensité des bandes de MEINEL du radical OH, rapidement croissante au-delà de 7500 Å, et les intervalles réduits où ces bandes n'empiètent pas, laissent peu de possibilités pour placer un filtre de largeur suffisante (au moins 150 ou 200 Å) qui ne soit pas contaminé par OH. La présence des bandes d'absorption de la vapeur d'eau, et les performances moins élevées des photomultiplicateurs dans l'infrarouge que dans le visible, sont d'autres arguments contre le choix de l'infrarouge pour une photométrie de la lumière extraterrestre. On pourrait toutefois tenter une telle recherche en admettant de l'émission OH dans le filtre, et en essayant de l'évaluer d'après sa corrélation du groupe B avec les raies jaunes du Sodium ; mais s'il y a aussi un continuum infrarouge et que celui-ci soit du groupe A comme le continuum vert, on n'obtiendra pas de corrélation utilisable. Même dans le cas le plus favorable, l'émission OH dont l'intensité a été chiffrée par différents auteurs à plusieurs dizaines de rayleighs par angström — cf. par exemple CHAMBERLAIN [17, p. 507] — risque de noyer complètement la lumière extraterrestre.

La situation est moins mauvaise dans le bleu, le violet et le proche ultra-violet, où le pseudo-continuum constitué par les bandes de HERZBERG est d'une intensité moins prohibitive. De plus, les bandes de HERZBERG sont du groupe A de BARBIER et donnent avec la raie verte de l'oxygène une excellente corrélation [8]. Malheureusement, l'importance des corrections atmosphériques — même en montagne — fait peser sur ces domaines un assez lourd handicap. A 2000 m d'altitude, la profondeur optique minimum de l'atmosphère au zénith pour $\lambda = 4000$ Å est $\tau_1 = 0{,}32$; à 15° degrés de l'horizon, pour une masse d'air $M = 3{,}80$, la profondeur optique devient $\tau_1 M = 1{,}22$, et 70 % de la lumière extraterrestre incidente sont diffusés par l'atmosphère. Dans ces conditions, les incertitudes que comporterait le calcul des fonctions τ_1, τ_1', Φ_1, L_D, etc..., que nous utiliserons au prochain chapitre deviendraient importantes. On peut dire que si les courtes longueurs d'ondes permettent certainement de déterminer l'ordre de grandeur de la luminance zodiacale pour des points se trouvant assez haut dans le ciel, elles sont impropres à l'obtention de lignes isophotes précises lorsqu'on est contraint d'observer assez près de l'horizon.

Reste donc le domaine visible, de 4500 à 7500 Å environ. L'examen de l'Atlas du ciel nocturne de KRASSOWSKY [59] suggère de diviser cet intervalle en deux parties :

a) du côté rouge de Na I 5893, les bandes de OH sont nombreuses et se rejoignent pratiquement. Elles sont relativement intenses. Il est probable qu'un continuum appartenant au groupe A est ici mélangé dans une proportion inconnue aux bandes de OH, qui sont du groupe B. En supposant que le continuum soit faible, on pourrait peut-être mettre à profit la corrélation B en utilisant un filtre auxiliaire étroit centré à 5893 Å. Le filtre principal devrait de toute façon éviter absolument les raies [O I] 6300 et 6363, dont les variations d'intensité ne sont pas en corrélation avec celles des autres domaines [8]. Au total, l'orangé et le rouge paraissent encore des domaines peu accessibles.

b) de 4500 Å environ jusqu'au doublet du Sodium. Bleu, vert et jaune apparaissent beaucoup plus favorables dès le premier examen. Presque toutes les émissions y sont en effet du groupe A, exception faite des suivantes dont les intensités sont fort modestes :

— la bande de OH (7-1), allant de 5530 à 5640 environ ; elle ne saurait être gênante pour le filtre principal, qui doit obligatoirement éviter 5577, et évitera donc du même coup cette bande. Par contre, le filtre auxiliaire à 5577, même très étroit, va en admettre une partie (la branche Q notamment) et il n'est pas impossible théoriquement qu'à certaines époques de maximum du groupe B la lecture de l'intensité de la raie verte en soit quelque peu contaminée. Mes observations m'ont cependant montré qu'il n'en est rien dans la grande majorité des cas.

— les bandes de OH (9-2) et (6-0), recouvrant sensiblement l'intervalle 5180-5350. Elles sont le plus souvent très faibles et rarement observables au spectrographe, sauf pendant les maxima du groupe B (mars et surtout novembre). En dehors de ces époques, on peut les considérer comme insignifiantes à travers un filtre d'au moins 200 Å. Pourtant, une série de mesures en novembre 1961 avec un filtre principal centré à 5260 Å m'avait fourni une très mauvaise corrélation au pôle avec [O I] 5577 ; par moments, la composante B (OH) était presque aussi intense que la compo-

sante A (continuum). Il est donc prudent que le filtre principal évite ces bandes, ou tout au moins qu'elles soient sur un bord de sa courbe de transmission.

— la bande de OH (8-1) vers 4900 Å. A ma connaissance, elle est purement théorique et n'a jamais été réellement vue sur un spectre.

— le doublet de l'azote [N I] 5199 Å. D'abord tenu pour essentiellement crépusculaire, il fut ensuite trouvé sur les spectres nocturnes obtenus par M. Dufay pendant les années de forte activité solaire [33]. Son intensité est faible. Blackwell, Ingham et Rundle [11] qui l'ont aussi observé, évaluent son intensité zénithale à 1,8 rayleigh. Si les précautions dont je parle ci-dessus quant à l'atténuation de OH (9-2) et (6-0) sont prises, aucun ennui ne sera à craindre de [N I] 5199.

Ces faibles émissions laissent donc la place, entre 4500 et 5893, à plusieurs intéressantes fenêtres.

Si nous résumons l'ensemble de ces remarques par un spectre schématique (fig. I-1) où les hachures les plus foncées correspondent aux régions les plus mauvaises, nous voyons apparaître trois « fenêtres » qui sont, par ordre d'intérêt décroissant :

— la « *fenêtre* 5000 », excellente sur au moins 300 Å, et susceptible d'être prolongée vers la gauche si l'on se contente de moins de précision. Dans la mesure où les faibles émissions se trouvant entre 5180 et 5350 sont considérées comme des inconvénients mineurs, et où les fonctions de λ qui interviennent dans les réductions resteraient suffisamment bien déterminées, la largeur utile de cette fenêtre pourrait être portée à près de 1000 Å ;

— la « *fenêtre* 5700 », dont la largeur utile est de 150 à 200 Å ;

— la « *fenêtre* 5400 », de largeur comparable.

Encore cette dernière doit-elle être utilisée avec prudence si l'on n'est pas absolument certain de l'absence complète de lumière parasite d'origine artificielle dans le ciel du site d'observation. En effet, l'éclairage public au mercure, de plus en plus répandu dans des agglomérations même modestes, diffuse intensément sa raie 5461 Å. A l'Observatoire de Haute-Provence, j'ai pu constater que cette raie était décelable par l'anneau d'égale inclinaison qu'elle donne dans mon filtre interférentiel 5577 Å, progressivement incliné par rapport à l'axe du télescope photoélectrique de 60 cm ; la raie 5461 se manifeste assez haut dans le ciel, et pas seulement dans le voisinage angulaire immédiat des petites villes des environs qui s'éclairent au mercure.

Pour le moment, quelques essais seulement ont été faits dans la « fenêtre 5700 ». Je compte exploiter celle-ci ultérieurement, et en tirer des renseignements sur la couleur de la lumière zodiacale. Mais les nombreuses mesures du présent travail ont toutes été effectuées dans la « fenêtre 5000 ». Le choix des filtres est en fait le suivant :

— un Baird B-3 centré à 5020 Å et de 240 Å de largeur à mi-hauteur ;

— un Baird B-11 centré à 5577 Å, et de 15 Å de largeur à mi-hauteur.

Ces filtres, ou les déviations s'y rapportant, seront désignés dans la suite par les indices 1 et 2. Toutes les vérifications concernant la qualité de ces filtres (exactitude de la bande passante annoncée, absence de transmission sensible en dehors de celle-ci, etc...) ont été faites ; en ce qui concerne leur contamination respective, celle de la raie verte dans le filtre 1 est nulle, et celle des continuums (zodiacal, atmosphérique, stellaire) à travers le filtre 2 se présente comme une correction très faible, obtenue à partir des déviations millimétriques d_1 et d_2 par l'équation de décontamination

$$D_2 = d_2 - kd_1. \qquad (1, 1)$$

En raison de la petitesse du terme k (0,030) il n'y

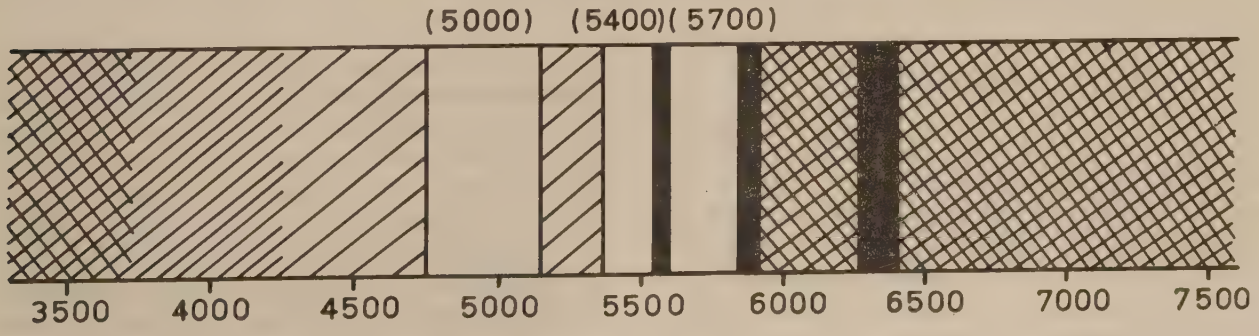


Fig. I-1. — Classification des domaines spectraux permettant le calcul de la composante atmosphérique sur la base des corrélations de Barbier.

a aucun inconvénient à le calculer en admettant que la luminance des continuums est la même à 5577 qu'à 5000, et on ne peut d'ailleurs rien faire d'autre.

B) *Face à la composante stellaire.*

Les calculs du chapitre II permettront donc de remonter des observations brutes à celles qu'on obtiendrait avec le même instrument placé au-dessus des couches atmosphériques émissives, absorbantes et diffusantes. La luminance L ainsi déterminée, à laquelle on peut donner le nom de « lumière extraterrestre », est encore un mélange de continuum interplanétaire et de continuum stellaire, cette seconde composante provenant de la lumière intégrée de toutes les étoiles trop faibles pour être vues, et par conséquent éliminées, dans le champ photométrique.

En désignant par m_0 la magnitude-limite de l'instrument, je me propose de montrer au chapitre III comment ce continuum stellaire résiduel peut être calculé, à partir des dénombrements d'étoiles, en fonction de m_0 et des coordonnées galactiques du point visé. Les inévitables incertitudes de ce calcul proviennent avant tout des hétérogénéités de la distribution apparente des étoiles, et du fait que les meilleurs dénombrements stellaires ne sont que des échantillonnages entre lesquels des interpolations doivent être faites. Il en résulte qu'on a le plus grand intérêt à limiter l'importance de cette composante stellaire résiduelle, en choisissant un instrument dont la magnitude-limite m_0 soit suffisamment élevée. Nous verrons qu'une ouverture de 25 à 30 cm est un minimum si l'on ne veut pas que la quantité L soit la somme de la luminance interplanétaire que nous cherchons et d'un terme stellaire aussi intense, mais assez mal connu.

La nécessité d'expulser du champ photométrique toutes les étoiles visibles dans l'instrument interdit évidemment de donner à ce champ S une valeur trop grande, sous peine de pertes de temps inadmissibles dans la recherche de champs libres à l'aide des rappels de l'instrument, sous peine aussi que les déplacements angulaires à partir du point du ciel désiré ne deviennent excessifs. Inversement, il serait fort maladroit de réduire le champ S en-deçà de ce qui est strictement nécessaire, si l'on veut que le rapport signal/bruit garde une valeur satisfaisante. En calculant la probabilité pour qu'aucune étoile plus brillante que la limite m_0 ne se trouve dans le champ S, dans une région du ciel où le nombre moyen de ces étoiles par unité d'angle solide est $n(m_0)$, il sera possible d'exprimer en fonction de $n(m_0)$ et de S la valeur la plus probable $\bar{\alpha}$ du déplacement angulaire nécessaire pour rencontrer une aire libre. On constatera que la variation de α en fonction de S est fort rapide, de sorte que pour limiter $\bar{\alpha}$ à des valeurs raisonnables ($\leqslant 0^{o}5$) le champ S adopté ne devra guère s'écarter d'un certain champ optimum S_0 que nous déterminerons.

Les avantages d'un champ aussi réduit que possible avaient d'ailleurs été soulignés dès 1951 par Swings [80]. Robley, qui utilise de préférence d'assez grands télescopes [75], semble avoir été l'un des rares observateurs à faire son profit de cette très pertinente remarque.

CHAPITRE II

Élimination de la luminescence atmosphérique. Équations de réduction.

II-1. Introduction.

Si les couches absorbantes et diffusantes de la basse-atmosphère n'existaient pas, l'instrument photométrique enregistrerait en un point quelconque du ciel, à travers son filtre 1, une luminance I qui serait la somme de deux composantes :

— la luminance extraterrestre L définie à la fin du précédent chapitre ;

— la luminance atmosphérique Λ, due à la luminescence de la haute-atmosphère. En tout point autre que le zénith, il faudrait distinguer la luminance intrinsèque Λ et la luminance apparente, supérieure à Λ en raison de l'obliquité entre la normale à la couche et le rayon visuel.

L'ozonosphère et la basse-atmosphère apportent à cette réponse d'importantes modifications, par les absorptions et les diffusions qu'elles provoquent. Aussi l'expression de L sera-t-elle certainement compliquée. Pour essayer de clarifier l'exposé en introduisant les difficultés de façon graduée, je me

propose d'établir d'abord ce que serait la méthode de séparation des deux composantes dans l'hypothèse simplificatrice de l'absence d'ozonosphère et de basse-atmosphère, et de généraliser ensuite au cas réel en tenant compte de ces dernières.

D'autre part, il sera commode de procéder en trois étapes au calcul de la luminance du continuum atmosphérique :

1) Lorsque les observations du pôle montrent des variations négligeables de la réponse I_P, ce qui peut arriver en période de faible activité solaire, c'est que la luminance Λ_P du continuum est elle aussi à peu près invariable. Il est alors légitime d'admettre que la couche émissive est uniforme, ou ce qui revient au même, que sa distribution apparente sur la sphère est une « distribution de Van Rhijn ».

2) Lorsque les observations du pôle donnent des variations limitées de la luminance totale I_P, elles montrent aussi comme l'a établi Barbier qu'une corrélation sensiblement linéaire existe entre I_P et la luminance Q_P de la raie verte au pôle. Si $Q^{(m)}$ désigne la luminance de cette raie pour un observateur qui examinerait la couche sous incidence normale et sans phénomènes parasites, il est évident qu'une corrélation linéaire relie également Λ et $Q^{(m)}$, et nous l'écrirons

$$\Lambda = \alpha(Q^{(m)}) + \beta \qquad (2, 1)$$

3) Enfin, et c'est le cas le plus fréquent, lorsque l'amplitude des variations de I_P et de Q_P est grande, la corrélation s'écarte légèrement de la linéarité. On peut seulement dire qu'il existe une fonction

$$\Lambda = \Lambda(Q^{(m)}) \qquad (2, 2)$$

Dans les trois cas, le problème consiste à calculer L et Λ à partir des réponses I et Q à travers les filtres 1 et 2. Développons maintenant la méthode, dans ces trois cas de difficulté croissante, et successivement en l'absence et en présence des basses-couches.

II-2. On ne tient pas compte des phénomènes d'absorption et de diffusion dans l'ozonosphère et la basse-atmosphère.

A) *La réponse I_P du pôle est sensiblement constante.*

C'est qu'alors une couche lumineuse mince et uniforme s'interpose entre les sources étendues extraterrestres et l'observateur. Son altitude h est supposée bien connue, et sa luminance Λ inconnue. L'observateur A qui vise, à la distance zénithale z, un point M de la sphère des fixes où la luminance extraterrestre (inconnue) vaut L, reçoit la réponse (fig. II-1) :

$$I = L + \Lambda \sec \theta \qquad (2, 3)$$

l'obliquité θ sous laquelle le rayon visuel MA traverse la couche étant donnée par

$$(R + h) \sin \theta = R \sin z \qquad (2, 4)$$

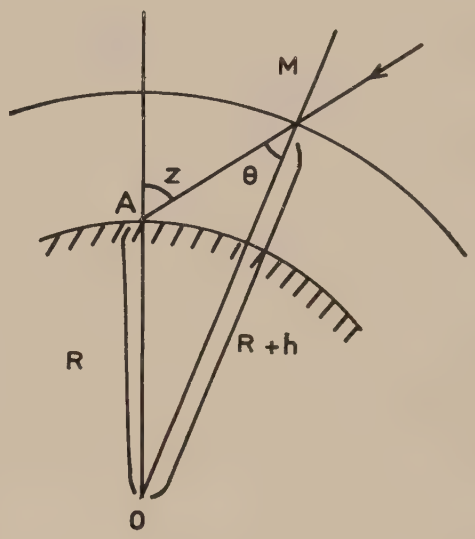


Fig. II-1.

Il est évident qu'une seule observation de M ne permet pas de calculer les deux inconnues L et Λ. Comme je l'ai déjà suggéré plus haut, le seul moyen dont dispose l'observateur A est donc (comme dans la méthode de Bouguer) de viser M un certain nombre de fois au cours de son mouvement apparent, à des distances zénithales aussi variées que possible. Chaque visée fournit une équation telle que (2, 3), où I est la réponse et θ un angle connu. L'ensemble des mesures donne un système de i équations linéaires à deux inconnues. On pourra le résoudre graphiquement en portant en abscisses

$$x = \cos \theta$$

et en ordonnées

$$y = I \cos\theta$$

En effet, (2, 3) s'écrit alors

$$y = Lx + \Lambda \qquad (2, 5)$$

et, aux erreurs expérimentales près, les points représentant les différentes observations se distribueront au voisinage d'une droite D dont la pente

et l'ordonnée à l'origine fourniront respectivement les inconnues L et Λ. Plusieurs séries de mesures analogues sur d'autres points M′ M″, etc..., de la sphère des fixes donneront avec D un faisceau de droites D′ D″... issues du point de l'axe Oy d'ordonnée Λ.

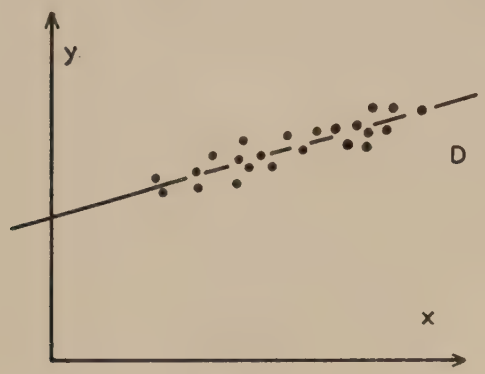


FIG. II-2.

B) *La réponse I_P du pôle est en corrélation linéaire avec la réponse sur la raie verte.*

La réponse du pôle sur le filtre 1 s'écrit :

$$I_P = L_P + \Lambda \sec \theta_P$$

et, en tenant compte de (2, 1) :

$$I_P = L_P + \alpha Q^{(n)} \sec \theta_P + \beta \sec \theta_P$$

Mais comme la réponse Q_P du pôle sur le filtre 2 a pour valeur $Q^{(n)} \sec \theta_P$, on a :

$$(2, 6) \qquad I_P = L_P + \beta \sec \theta_P + \alpha Q_P$$

Une série d'observations du pôle permet donc de déterminer les quantités α et $(L_P + \beta \sec \theta_P)$, sans possibilité de calculer séparément L_P ni β.

Comme ci-dessus, un point M de la sphère des fixes observé plusieurs fois à différentes hauteurs donnera autant de fois une équation analogue à (2, 6) :

$$(2, 7) \qquad I = L + \beta \sec \theta + \alpha Q$$

et ce système de i équations à 2 inconnues L et β se résoudra encore en posant

$$\begin{cases} x = \cos \theta \\ y = \cos \theta \, (I - \alpha Q) \end{cases}$$

(2, 7) s'écrit en effet $y = Lx + \beta$; dans le plan des x, y les i points d'observation seront encore au voisinage d'une droite D de pente L et d'ordonnée à l'origine β. Cette dernière définit à son tour la fonction cherchée $\Lambda = \alpha Q^{(n)} + \beta$, puisque les observations du pôle ont permis de calculer α. Les droites relatives à plusieurs points M, M′, M″, etc..., de la sphère des fixes doivent encore se couper sur l'axe des y.

C) *Les observations du pôle montrent une corrélation continuum-raie verte non linéaire.*

Un observateur qui verrait la couche émissive sous incidence normale écrirait cette corrélation :

$$\Lambda = \Lambda(Q^{(n)})$$

Une observation du pôle sur filtre 1 donnera donc la réponse

$$I_P = L_P + \sec \theta_P \, \Lambda(Q^{(n)})$$
$$= L_P + \sec \theta_P \, \Lambda(Q_P \cos \theta_P)$$

Il est bien entendu impossible, d'après une série d'observations du pôle, de déterminer L_P et la fonction $\Lambda(Q^{(n)})$. Tout au plus connaissons-nous, pour chaque valeur de $Q^{(n)}$, la dérivée par rapport à cette variable de la fonction Λ ; en effet,

$$\frac{d(I_P)}{dQ^{(n)}} = \sec \theta_P \frac{d(\Lambda)}{dQ^{(n)}}$$

et le premier membre est fourni par une série d'observations du pôle. En d'autres termes, la fonction Λ n'est connue qu'à une constante additive près, qui n'est autre que la constante d'intégration β_0 ci-dessous :

$$\Lambda = \beta_0 + \int_{Q_0^{(n)}}^{Q^{(n)}} \frac{d(\Lambda)}{dQ^{(n)}} \, dQ^{(n)}$$

c'est-à-dire la valeur que prend la fonction Λ pour une certaine valeur $Q_0^{(n)}$ de la variable $Q^{(n)}$. Il serait possible à partir de la formule (2, 4) de généraliser le calcul précédemment développé dans le cas d'une corrélation linéaire, en faisant jouer à la constante d'intégration inconnue β_0 le même rôle qu'à la quantité β : L'observation répétée d'un même point quelconque M de la sphère des fixes à différentes distances zénithales permettrait encore de déterminer β_0.

Il m'a semblé préférable en pratique, compte tenu de la complexité possible de la fonction Λ, de commencer par l'éliminer entre les deux équations

$$I_P \, (Q^{(n)}) = L_P + \sec \theta_P \, \Lambda(Q^{(n)})$$
$$I \quad (Q^{(n)}) = L \quad + \sec \theta \quad \Lambda(Q^{(n)})$$

ce qui donne :

$$(2, 8) \quad I(Q^{(n)}) = L + \frac{\sec \theta}{\sec \theta_P} [I_P(Q^{(n)}) - L_P]$$

Nous avons une équation linéaire à deux inconnues L et L_P ; i observations de M donnent un système de i équations que l'on peut résoudre par la méthode des moindres carrés. On peut aussi avoir recours à une méthode graphique plus concrète, et dont la précision sera suffisante ici ; en voici une faisant apparaître sur la figure plusieurs éléments du problème d'une manière directe et simple. Posons :

$$\begin{cases} x = \cos\theta \\ y = I(Q^{(m)}) \cos\theta - I_P\,(Q^{(m)}) \cos\theta_P = Ix - I_P\,x_P \end{cases}$$

L'équation (2, 8) entraîne alors

$$y = Lx - L_P\,x_P$$

Les i observations de M doivent donc se représenter, à la dispersion expérimentale près, par une droite dont la pente fournira L et l'ordonnée à l'origine L_P. Quant aux observations du pôle, qui

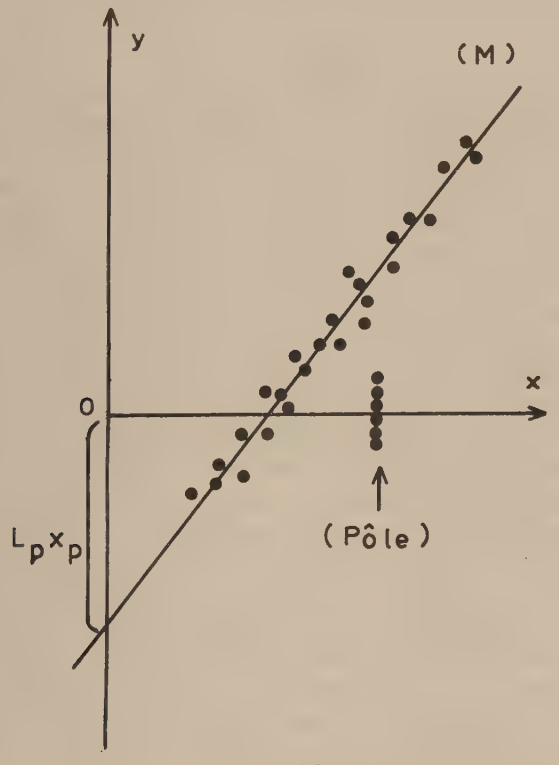


FIG. II-3.

ne permettent évidemment pas de tracer une droite, elles vont se grouper à x constant et au voisinage de l'ordonnée $y = 0$.

Une fois connus L et L_P, on peut immédiatement remonter à la fonction $\Lambda(Q^{(m)})$, qui devient entièrement déterminée par la série d'observations du pôle.

II-3. ÉTUDE DES RÉPONSES I ET Q DE L'INSTRUMENT APRÈS TRAVERSÉE DE L'OZONOSPHÈRE ET DE LA BASSE-ATMOSPHÈRE.

A) *La réponse I_P du pôle est sensiblement constante.*

Cette réponse n'obéit plus à l'expression simple (2, 3) pour différentes raisons :

— les sources L et Λ subissent une absorption dans l'ozonosphère et dans la basse-atmosphère ;

— il s'y ajoute la diffusion par les molécules et particules de la basse-atmosphère, le long du rayon visuel, des deux sources en présence, c'est-à-dire de l'ensemble de la voûte céleste de lumière extra-terrestre, et de l'ensemble de la voûte céleste de continuum atmosphérique.

Examinons ces phénomènes.

a) *Absorption de l'atmosphère sur le terme L.* — Au premier abord on pourrait être tenté d'écrire que la luminance extraterrestre est réduite à $Le^{-\tau_B M(z)}$, où τ_B est la profondeur optique au zénith, telle qu'on peut la mesurer par la méthode de BOUGUER à l'aide d'une étoile, et où $M(z)$ est la masse d'air, voisine de sec z et empruntée aux tables de LINK [61]. Cette façon de procéder ne serait pas correcte. En effet, la profondeur optique τ_B, variable dans de larges limites surtout dans les sites de faible altitude, est la somme de trois termes :

$$\tau_B = \tau_R + \tau_{03} + \tau_a$$

Le premier, seul pratiquement constant, est dû à l'absorption apparente par diffusion moléculaire ; le second représente l'absorption vraie par l'ozone, et le troisième l'absorption apparente résultant de la diffusion par les aérosols des basses-couches.

De nombreuses droites de BOUGUER obtenues à l'Observatoire de Haute-Provence m'ont montré qu'aux environs de 5000 Å la valeur de τ_B dans un site d'altitude modérée était rarement inférieure à 0,20 et montait jusqu'à 0,50 pendant les nuits brumeuses. Le terme τ_R pour cette longueur d'onde vaut 0,132 à l'altitude de l'O. H. P. ; le terme τ_{03} est très faible : à 5000 Å on est sur une aile de la bande de CHAPPUIS, et d'après les mesures de VIGROUX [83] τ_{03} ne dépasse pas 0,003 par millimètre d'épaisseur réduite d'ozone. L'effet des fluctuations de l'épaisseur réduite, entre les limites données par GÖTZ [48] est encore très faible et ne joue guère que sur un centième. La petitesse de ce terme justifie d'ailleurs, pour notre problème, le calcul de l'absorption par l'ozone à la distance zénithale z selon la formule $\tau_{03}\,M(z)$ ou τ_{03} sec z,

alors qu'en toute rigueur c'est τ_{03} sec θ_{03} qu'il faudrait écrire, l'angle θ_{03} étant calculé comme l'angle θ, en fonction de z, d'après l'altitude moyenne où se tient l'ozone. Si cette altitude est de 30 km, et si on vise à $z = 75°$, on trouve sec $\theta_{03} = 3{,}63$ au lieu de sec $z = 3{,}86$. L'erreur ainsi commise est entièrement insignifiante, et il serait tout à fait inutile de compliquer les équations à cause d'elle.

C'est donc au terme des aérosols τ_a qu'il faut attribuer l'amplitude considérable des variations observées de τ_B. Or, la forme de l'indicatrice de diffusion des aérosols, toujours très allongée vers l'avant [13], montre que ceux-ci diffusent peu de lumière sous des angles de diffusion importants. Dès lors, un voile d'aérosols ne peut guère changer la distribution d'une source étendue à peu près uniforme. Dans le cas d'une source non uniforme, son effet se traduira par une certaine redistribution de l'énergie totale, avec une tendance à écréter les maxima et à combler les minima. En dehors des zones brillantes du ciel constituées par la voie lactée et les fuseaux zodiacaux, la luminance du fond du ciel est fort peu sensible aux variations de la teneur de l'atmosphère en aérosols. Et c'est un fait d'observation banale que, dans les sites exempts de lumière parasite, la voie lactée est encore visible par des temps extrêmement brumeux, alors que des étoiles assez brillantes disparaissent presque.

J'ai d'ailleurs pu trouver une vérification expérimentale assez directe de cette sorte de « compensation » dans l'absorption par les aérosols, en discutant certaines séries d'observations du pôle en Haute-Provence. Si nous examinons une série de pointés de corrélation I_P — Q_P obtenus pendant des nuits très inégales quant à la transparence, la dispersion des points et surtout l'existence ou l'absence d'une corrélation entre cette dispersion et la transparence, nous renseigneront immédiatement sur le comportement des aérosols.

La figure II-4 représente par exemple les déviations D_2 à 5577 Å (abscisses) et I_P à 5000 Å (ordonnées) pendant 10 nuits de l'automne 1962 où la profondeur optique zénithale, déterminée par la méthode de Bouguer, a oscillé entre $\tau_B = 0{,}22$ et 0,46 à 5000 Å, 0,18 et 0,42 à 5577 Å. Au pôle, où sec $z = 1{,}44$, l'excès d'absorption de la nuit la plus médiocre par rapport à la meilleure était donc de 0,37 magnitude dans les deux couleurs. Si les pentes des droites de Bouguer s'appliquaient à la photométrie des sources étendues comme à celle des étoiles, les points de ce graphique devraient s'étaler entre deux courbes homothétiques (tracées en pointillé sur la figure II-4) dans une homothétie de centre O et de rapport 1,40. D'une part, la dispersion observée est nettement plus faible que ne l'indique ce calcul ; d'autre part et surtout, j'ai pu vérifier qu'il n'y avait pas la moindre corrélation entre la façon dont les points se placent au-dessus ou au-dessous de la courbe moyenne, et la transparence Bouguer au moment considéré. Une

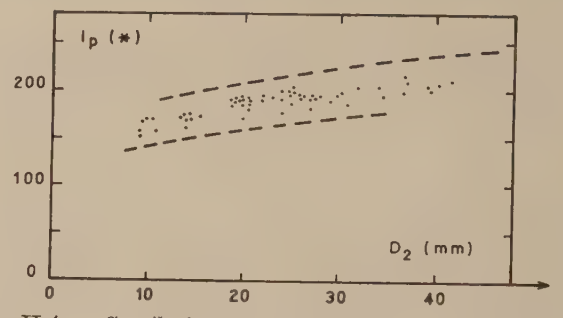


Fig. II-4. — Corrélation au pôle (abscisses millimétriques) obtenue à Saint-Michel en septembre-octobre 1962.

quantité même importante d'aérosols ne perturbe donc pas sensiblement la luminance du pôle (qui n'est pourtant qu'à 28° du plan galactique) et ce résultat est bien entendu valable en tout autre point du ciel. Quant à la dispersion effectivement constatée, elle est cependant supérieure aux erreurs de mesure possibles, et je pense qu'il faut la considérer comme une propriété intrinsèque de la corrélation $\Lambda(Q^{(m)})$.

En conclusion, et comme l'a déjà fait remarquer Barbier [2], la meilleure façon de calculer l'absorption atmosphérique sur des sources étendues est encore de ne pas tenir compte du terme des aérosols τ_a. L'expression correcte de la luminance extraterrestre absorbée sera donc $Le^{-\tau_1' M(z)}$, avec une valeur pratiquement constante de la profondeur optique zénithale $\tau_1' = \tau_R + \tau_{03}$. Sous réserve de ne pas chercher à obtenir des isophotes par des nuits trop absorbées, on peut dire que la photométrie de la lumière zodiacale dans les sites d'altitude moyenne est moins suspecte qu'on ne le pense parfois. Les variations de transparence dues aux vicissitudes de la « vase atmosphérique » sont en définitive moins graves pour ce problème que pour celui de la photométrie stellaire.

b) *La « lumière extraterrestre diffusée »*. — Les molécules et particules atmosphériques se trouvant le long du rayon visuel diffusent vers l'observateur de la lumière en provenance de l'ensemble des sources extraterrestres, c'est-à-dire la lumière zodiacale et l'ensemble des étoiles. Ces deux sources ont sur la sphère céleste une répartition fort hété-

rogène, puisque les fuseaux zodiacaux d'une part, la voie lactée d'autre part, sont des zones beaucoup plus brillantes que le reste. Il est donc certain que la « lumière extraterrestre diffusée » L_D est un terme qui, en toute rigueur, dépend de z, du temps sidéral et de la longitude écliptique du Soleil, pour le moins. L'ampleur du travail que représenterait l'établissement de tables de L_D en fonction de ces trois paramètres, et l'alourdissement des réductions, sont tels qu'il est permis de se demander si ce raffinement aurait une utilité réelle. Pour le savoir il faut d'abord évaluer L_D dans une hypothèse simple, puis l'ordre de grandeur des écarts dus à cette hypothèse.

Une expression simplifiée de L_D s'obtiendra en ne conservant que z comme paramètre, et en cherchant une valeur moyenne L_0 aussi exacte que possible de la luminance des 2 sources, considérées comme uniformes. Barbier a donné dans ces conditions [2] la formule approchée

$$(2, 9) \qquad L_D = \frac{1}{2} L_0 \left(1 - e^{-\tau_1 M(z)}\right)$$

où la profondeur optique zénithale $\tau_1 = \tau_R$ se réduit à celle de la diffusion Rayleigh. Il est en effet évident que l'ozone n'a rien à faire dans ce phénomène ; les aérosols non plus, car nous avons vu qu'ils diffusent peu de lumière sous des angles de diffusion élevés, et quant à celle qu'ils diffusent au voisinage de la direction d'incidence, nous en avons déjà tenu compte lorsque nous avons supprimé le terme τ_a dans le calcul de l'absorption qui agit sur le terme L. Barbier a montré [2] que l'expression (2, 9) était tout à fait suffisante lorsque la profondeur optique zénithale de Rayleigh est de l'ordre de 0,10 ou 0,15, ce qui est le cas des observations vers $\lambda = 5000$ Å. Si des observations devaient être effectuées ultérieurement dans le violet et l'U. V., l'emploi d'une formule d'approximation plus fine devrait être envisagé.

Discutons le calcul de L_0, qui se scinde en une composante stellaire L_0' et une composante zodiacale L_0''.

Pour évaluer la moyenne stellaire L_0', on a le choix entre les dénombrements d'étoiles, tels ceux de Seares, Van Rhijn, Joyner et Richmond [78], ou de Van Rhijn [82], et des observations de luminance en fonction des coordonnées galactiques, comme celles d'Elsässer et Haug [39]. Je préfère la première source, car la seconde est précisément tributaire de corrections zodiacales et atmosphériques toujours fort délicates.

Roach et Megill [73] qui ont repris les dénombrements de Van Rhijn [82] pour les adapter à la photométrie du ciel nocturne, donnent les luminances intégrées de toutes les étoiles, en unités photographiques et en unités visuelles, selon les coordonnées galactiques. Leurs nombres en unités visuelles $J(v)$ conduisent à une moyenne $\overline{J(v)}$ d'environ 105 étoiles (de dixième magnitude visuelle par degré-carré) pour l'ensemble du ciel. On obtient des chiffres du même ordre à partir des résultats rassemblés par Mineur dans sa mise au point sur les dénombrements d'étoiles [66]. Les étoiles n'étant recensées qu'à partir de la 6e magnitude visuelle dans [73], il convient d'ajouter un terme relatif aux étoiles brillantes. Une extrapolation peu dangereuse permet le calcul de ce terme, que l'on trouve voisin de 15. Nous aurions donc $L_0' = 120$ étoiles. Cependant, comme les observations ne se font jamais à moins de 20° de latitude galactique nord ou sud, et compte tenu de la forme de l'indicatrice de la diffusion moléculaire, il est certain que les régions galactiques brillantes vont agir un peu moins en moyenne que si la direction de visée était absolument quelconque. Nous avons là un effet bien ingrat à soumettre au calcul, mais je pense qu'il justifie de ramener à $L_0' = 110$ étoiles la valeur la plus vraisemblable de notre source stellaire moyenne.

Pour l'évaluation de la moyenne zodiacale L_0'', j'ai procédé en deux étapes. Quelques séries d'observations couvrant la majeure partie du ciel ont d'abord été réduites en admettant le chiffre provisoire de 110 étoiles, qui paraît raisonnable devant les résultats moyens des autres auteurs. J'ai ensuite reporté les luminances trouvées sur une carte du ciel en projection de Lambert (aires conservées), j'y ai dessiné des isophotes provisoires, et j'ai ensuite calculé la moyenne L_0'' à l'aide d'un planimètre. Le chiffre de $L_0'' = 140$ étoiles a été finalement admis, à la suite de cette méthode d'itération. La réintroduction de ce chiffre dans les réductions fait d'ailleurs apparaître des écarts trop faibles pour avoir une signification véritable.

Si nous adoptons ainsi $L_0 = 250$, la lumière extraterrestre diffusée, égale à $125\ (1 - e^{-\tau_1 M(z)})$ prend des valeurs de l'ordre de 15 au zénith et de 50 à une quinzaine de degrés de l'horizon. Comme il est très invraisemblable que les oscillations de L_0 en fonction de T_S et de $\lambda_\odot$ excèdent 50 %, les erreurs ainsi commises pourraient aller jusqu'à 25 étoiles. Devant des réponses globales de 200 à 1000 étoiles de tels écarts mériteraient à la rigueur d'être pris en considération, si les observations du pôle, qui là encore doivent être notre critère, montraient quelque sensibilité à la position apparente de la voie lactée ou des fuseaux zodiacaux.

Or, il n'en est rien, et ces paramètres ne semblent pas avoir davantage d'influence que la transparence sur la dispersion de la corrélation $I_P - Q_P$. Si cet effet existe, il est noyé à l'intérieur d'une dispersion de corrélation assez importante, et, je l'ai dit, vraisemblablement intrinsèque. L'impossibilité d'y déceler un effet de mouvement diurne m'a conduit à considérer comme négligeables les dérivées partielles $\frac{\partial L_D}{\partial T_S}$ et $\frac{\partial L_D}{\partial \lambda_\odot}$, et à conserver la simplicité de la formule de Barbier (2, 9) avec z comme unique paramètre.

c) *La luminance de la haute-atmosphère après traversée de la basse-atmosphère.* — Nous nous sommes placés dans l'hypothèse d'une couche luminescente uniforme, de luminance Λ, et nous avons vu plus haut que cette luminance devenait $\Lambda \sec \theta$ lorsque la visée se fait à la distance zénithale z. La traversée de l'ozonosphère et de la basse-atmosphère fait subir à cette source une absorption qui se calcule exactement comme pour une source extraterrestre (voir ci-dessus § 3, A,*a*), c'est-à-dire que sa luminance devient $\Lambda \sec \theta\, e^{-\tau_1' M(z)}$

A cette lumière transmise vient s'ajouter la diffusion le long du rayon visuel, par les molécules et particules des basses-couches, de la lumière émise par l'ensemble de la voûte de continuum atmosphérique.

Pour les besoins de la détermination des altitudes des couches luminescentes nocturnes, plusieurs auteurs ont proposé des formules ou des tables pour le calcul de ce terme, dans l'hypothèse d'une couche de Van Rhijn, celle précisément qui nous occupe dans ce paragraphe. Par exemple, des tables fréquemment utilisées pour la luminance atmosphérique diffusée ont été publiées par Ashburn [1]. Elles tiennent compte non seulement de la diffusion primaire ou multiple par l'atmosphère, mais aussi de la diffusion par le sol. Ces tables sont en bon accord avec une formule donnée par Barbier [2] qui, tout comme la formule (2, 9) est très satisfaisante à condition que la profondeur optique zénithale τ_R pour la longueur d'onde de travail soit assez faible, c'est-à-dire dans le visible, mais qui doit être rejetée dans l'U. V. où τ_R est deux à trois fois supérieur. L'emploi du paramètre $\tau_1 = \tau_R$ dans cette formule se justifie par les mêmes arguments que pour la formule (2, 9) : il s'agit seulement de la diffusion Rayleigh. Si Λ est la luminance de la couche uniforme, un rayon visuel à la distance zénithale z collectera une « lumière terrestre diffusée » égale à

$$(2, 10)\quad \Lambda_D = \Lambda(F_1 - F_2 \cos^2 z)\,(1 - e^{-\tau_1 M(z)}),$$

où F_1 et F_2 sont deux constantes ne dépendant que de l'altitude de la couche, et où $\tau_1 = \tau_R$.

Le calcul de ces constantes, ainsi d'ailleurs que celui de l'angle θ, exige la connaissance de l'altitude h d'émission du continuum. Cette altitude est considérée comme bien connue, et égale à 100 km, depuis les mesures photométriques directes à l'aide de fusées, effectuées en 1958 par Heppner et Meredith [51] et par Tousey [81], dans la même région spectrale que mes observations (environ 5300 Å). La même altitude a été trouvée pour l'émission de la raie verte [O I] 5577 Å ce qui n'est pas étonnant puisqu'une corrélation étroite d'intensités relie les deux émissions. Il faut bien remarquer de plus que quelques kilomètres d'incertitude sur h seraient de peu d'effet sur nos fonctions de réduction, et ne modifieraient guère les résultats.

La formule de Barbier (2, 10) étant adoptée, il sera commode de grouper le terme absorbé et le terme diffusé, et de poser

$$(2, 11)\quad \Phi_1(z) = e^{-\tau_1' M(z)} + \cos\theta\,(F_1 - F_2 \cos^2 z)\,(1 - e^{-\tau_1 M(z)}).$$

$\Phi_1(z)$ n'est autre que le rapport des luminances de la couche, respectivement avec et sans les modifications dues à l'ozone et à l'air. Cette quantité sera facilement tabulée, pour une longueur d'onde donnée et une altitude d'observation donnée, en fonction de z.

d) *Expression de la réponse I et retour à la méthode des hauteurs multiples.* — Les trois paragraphes précédents nous donnent l'expression de la réponse de l'instrument dans le cas simple qui nous occupe (couche luminescente uniforme et stable) :

$$(2, 12)\quad I = L\, e^{-\tau_1' M(z)} + L_D + \Lambda \sec\theta\, \Phi_1(z)$$

Tout est connu dans cette équation, sauf L et Λ. Comme je l'ai dit, il faut suivre le point M de la sphère des fixes dont on cherche la luminance extraterrestre L ; il faut couvrir le plus grand intervalle possible de distances zénithales. Si i observations sont faites, on aura i équations telles que (2, 12), et leur système admet une résolution graphique à condition de poser

$$(2, 13)\quad \begin{cases} x = \dfrac{\cos\theta\, e^{-\tau_1' M(z)}}{\Phi_1(z)} \\ y = \dfrac{\cos\theta}{\Phi_1(z)}\,[I - L_D] \end{cases}$$

puisqu'alors on aura $y = Lx + \Lambda$. Plusieurs points de la sphère des fixes donneront comme

précédemment plusieurs droites se coupant sur l'axe Oy.

e) *Expression de la réponse Q.* — Bien que la photométrie de la raie verte ne serve pas à la réduction des mesures dans le cas présent où les luminances Λ et $Q^{(n)}$ sont constantes et uniformes, exprimons dès maintenant la réponse Q en vue des paragraphes suivants, où elle interviendra dans les réductions.

A la distance zénithale z, la luminance de la raie verte avant absorption était $Q^{(n)} \sec\theta$; les raisonnements des § 3, A, *a* et 3, A, *c* de ce chapitre s'appliquent point par point au calcul de l'absorption et de la diffusion sur cette source, avec cette seule différence que les profondeurs optiques τ' et τ ne seront plus celles relatives à la longueur d'onde du filtre principal, mais celles relatives à $\lambda = 5577$ Å ; en désignant comme d'habitude celle-ci par l'indice 2, nous aurons donc

$$(2, 14)\quad \Phi_2(z) = e^{-\tau'_2 M(z)} + \cos\theta(F_1 - F_2\cos^2 z)\,(1 - e^{-\tau_2 M(z)})$$

avec

$$\left.\begin{aligned}\tau'_2 &= \tau_R + \tau_{03}\\ \tau_2 &= \tau_R\end{aligned}\right\}\ (5577\ \text{Å})$$

et la réponse Q à travers le filtre de la raie verte aura pour expression :

$$(2, 15)\qquad Q = Q^{(n)} \sec\theta\ \Phi_2(z)$$

B) *Les réponses I_P et Q_P du pôle sont en corrélation linéaire.*

Il existe alors entre les luminances vraies Λ et $Q^{(n)}$ une relation $\Lambda = \alpha Q^{(n)} + \beta$. Elle est évidemment impossible à observer directement, mais l'observation du pôle donne les réponses

$$\begin{cases} I_P = L_P\, e^{-\tau'_1 M(z_P)} + L_D + (\alpha Q^{(n)} + \beta)\sec\theta_P\,\Phi_1(z_P)\\ Q_P = Q^{(n)}\sec\theta_P\,\Phi_2(z_P)\end{cases}$$

d'où l'on tire

$$I_P = L_P\, e^{-\tau'_1 M(z_P)} + L_D + \alpha\frac{\Phi_1(z_P)}{\Phi_2(z_P)}\,Q_P + \beta\sec\theta_P\,\Phi_1(z_P)$$

Seuls I_P et Q_P varient, et l'on peut écrire plus simplement

$$(2, 16)\qquad I_P = mQ_P + n$$

ce qui montre qu'une série d'observations du pôle, en donnant m, permet de calculer α, mais ne permet pas de calculer à partir de n les inconnues L_P et β.

Pour déterminer β, suivons comme précédemment un point M de la sphère des fixes ; chacune des observations donne une équation telle que

$$(2, 17)\quad I = L\, e^{-\tau'_1 M(z)} + L_D + \alpha\frac{\Phi_1(z)}{\Phi_2(z)}\,Q + \beta\sec\theta\,\Phi_1(z)$$

et l'on peut résoudre graphiquement le système des i équations en posant :

$$(2, 18)\quad \begin{cases} x = \dfrac{\cos\theta\, e^{-\tau'_1 M(z)}}{\Phi_1(z)}\\[2ex] y = \dfrac{\cos\theta}{\Phi_1(z)}\left[I - L_D - \alpha\,\dfrac{\Phi_1(z)}{\Phi_2(z)}\,Q\right]\end{cases}$$

En effet, on a alors $y = Lx + \beta$. β est encore l'ordonnée à l'origine commune des différentes droites que donneront plusieurs points de la sphère des fixes.

Les formules (2, 18) sont, à quelques légères différences de notation près, celles que j'ai proposées dans une précédente publication [36], exposant les résultats de la première réduction selon cette méthode d'une série effectuée à l'Observatoire de Haute-Provence (septembre-octobre 1962).

C) *Les réponses I_P et Q_P du pôle sont en corrélation non linéaire.*

Cette corrélation s'exprimerait, pour un observateur idéalement débarrassé de tous effets parasites d'obliquité, de diffusion, etc... par $\Lambda = \Lambda(Q^{(n)})$. Écrivons les réponses au pôle :

$$(2, 19)\quad \begin{cases} I_P(Q^{(n)}) = L_P\, e^{-\tau' M(z)} + L_D(z_P) + \Lambda(Q^{(n)})\sec\theta_P\,\Phi_1(z_P)\\ Q_P = Q^{(n)}\sec\theta_P\,\Phi_2(z_P)\end{cases}$$

Elles ne permettent pas de résoudre à elles seules le problème. Comme précédemment, nous allons chercher à éliminer la fonction inconnue Λ entre la première des équations (2, 19) et l'équation analogue que fournit une observation d'un point quelconque M de la sphère des fixes :

$$(2, 20)\quad I(Q^{(n)}) = L\, e^{-\tau'_1 M(z)} + L_D(z) + \Lambda(Q^{(n)})\sec\theta\,\Phi_1(z)$$

ce qui donne :

$$(2, 21)\quad I(Q^{(n)}) = L\, e^{-\tau'_1 M(z)} + L_D(z) + \frac{\sec\theta\,\Phi_1(z)}{\sec\theta_P\,\Phi_1(z_P)}\left[I_P(Q^{(n)}) - L_P\, e^{-\tau'_1 M(z_P)} - L_D(z_P)\right]$$

équation où les inconnues sont L et L_P. Nous résoudrons encore le système des i équations telles

que (2, 21), fourni par i observations de M à des distances zénithales variées, en posant :

$$(2,\ 22)\quad \begin{cases} x = \dfrac{\cos\theta\ e^{-\tau_1' M(z)}}{\Phi_1(z)} \\ y = \dfrac{\cos\theta}{\Phi_1(z)}\left[I(Q^{(m)}) - L_D(z)\right] \\ \qquad\quad - \dfrac{\cos\theta_P}{\Phi_1(z_P)}\left[I_P(Q^{(m)}) - L_D(z_P)\right] \end{cases}$$

ce qui permet d'écrire l'équation (2, 21) sous la forme

$$(2,\ 23)\qquad y = Lx - L_P x_P$$

Nous aurons, abstraction faite de la dispersion expérimentale, une droite de pente L et d'ordonnée à l'origine $-L_P x_P$.

Plusieurs séries sur des points M, M′, M″, etc... de la sphère des fixes devront donner autant de droites concourantes sur l'axe des y (fig. II-5).

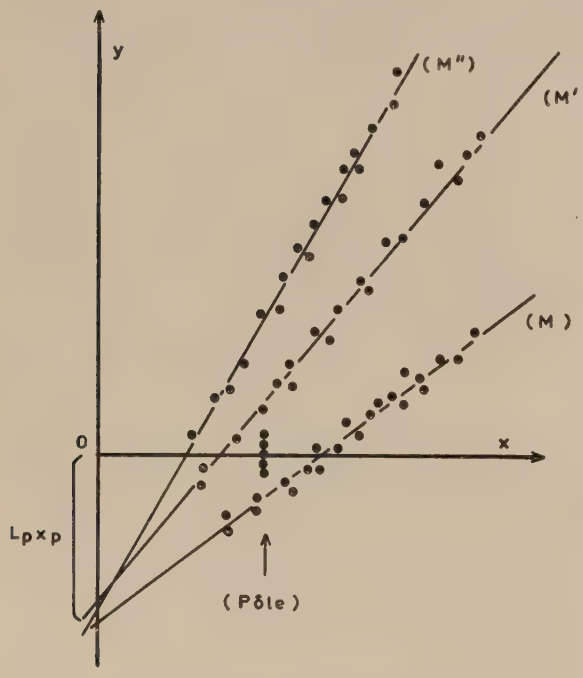


Fig. II-5. — Aspect théorique du diagramme des hauteurs multiples.

L'alignement des points et la convergence des droites constitueront en pratique deux tests permettant de juger du bien-fondé et de l'efficacité de la méthode.

Si on s'intéresse également à la fonction $\Lambda(Q^{(m)})$, elle est maintenant accessible aux mesures, puisque L_P est connu dans l'équation (2, 19).

D) *L'expression de la lumière extraterrestre en un point quelconque du ciel.*

Il suffit de reprendre les expressions de la réponse I obtenues dans les paragraphes ci-dessus A, B et C pour avoir celle de la luminance extraterrestre dans les trois cas qui se présentent réellement :

— Couche uniforme et stable :

$$(2,\ 24)\quad L = e^{\tau_1' M(z)}\left[I - L_D - \Lambda \sec\theta\ \Phi_1(z)\right]$$

Dans ce cas, des observations de la raie verte ailleurs qu'au pôle ne sont pas indispensables ; la méthode des hauteurs multiples permet de déterminer Λ. L'inconnue L ne dépend que de la réponse I et de fonctions calculables de z.

— Corrélation linéaire au pôle :

$$(2,\ 25)\quad L = e^{\tau_1' M(z)}\left[I - L_D - \alpha\frac{\Phi_1(z)}{\Phi_2(z)}Q - \beta\sec\theta\ \Phi_1(z)\right]$$

Le pôle donne α ; les hauteurs multiples donnent β ; l'inconnue L dépend des réponses I et Q et de fonctions calculables de z. A quelques différences de notation près, c'est la formule que je proposais dans une note à l'Académie des Sciences [35] du 25 juin 1962.

— Corrélation non linéaire au pôle :

$$(2,\ 26)\quad L = e^{\tau_1' M(z)}\left[I - L_D - \sec\theta\ \Phi_1(z)\ \Lambda\left(\frac{Q\cos\theta}{\Phi_2(z)}\right)\right]$$

mais cette formule n'est évidemment utilisable qu'une fois la fonction Λ connue, c'est-à-dire tabulée numériquement d'après les observations du pôle et celles des hauteurs multiples. L'inconnue L dépend encore des réponses I et Q, et de fonctions calculables de z.

Sans vouloir anticiper sur les résultats numériques des chapitres V et VI, il est bon de fixer les idées dès maintenant sur l'ordre de grandeur des différentes composantes de la réponse I. C'est ce que j'ai fait ici dans un cas simple, celui d'une couche uniforme, en faisant apparaître en fonction de z sur la figure II-6 les trois termes qui composent I dans la formule (2, 12). A partir de l'observateur O sont portés en coordonnées polaires, et

jusqu'à $z = 75°$, trois segments respectivement proportionnels à

$\Lambda \sec \theta \, \Phi_1 (z)$ (continuum atmosphérique)
L_D (lumière extraterrestre diffusée)
$L \, e^{-\tau' M(z)}$ (lumière extraterrestre après absorption)

Le quadrant gauche se rapporte à un point M se trouvant dans l'écliptique à une soixantaine de degrés du Soleil (L = 400) ; il représente schématiquement la situation dans un fuseau zodiacal. Le quadrant droit se rapporte à un point M de latitude écliptique assez élevée (L = 100). La valeur adoptée ici pour Λ est de 60 étoiles ; c'est à peu près la moyenne des résultats de Saint-Michel. Les fonctions de z employées pour cet exemple sont aussi les fonctions relatives à l'Observatoire de Haute-Provence.

Comme une certaine fraction de L est par ailleurs d'origine stellaire (voir chapitre suivant), on voit sur cette figure que si la lumière extraterrestre diffusée est nettement plus faible, la lumière zodiacale et le continuum atmosphérique se présentent dans l'ensemble (sauf près du Soleil) comme deux composantes à peu près de même importance.

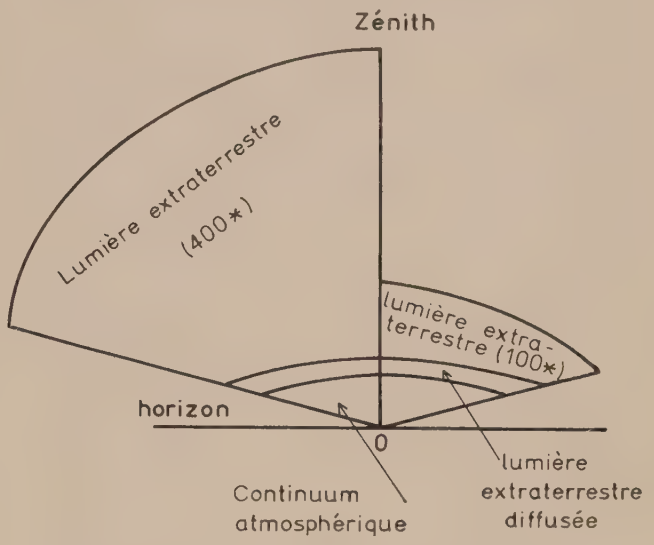


FIG. II-6. — Variation-type (en coordonnées polaires, du zénith à 15° de l'horizon) de trois composantes de la luminance du ciel à 5000 Å ; respectivement :
— loin de l'écliptique (partie droite) ;
— dans un fuseau zodiacal (partie gauche).

CHAPITRE III

Atténuation et évaluation de la composante stellaire

III-1. INTRODUCTION.

Les étoiles constituent par rapport à la source étudiée une source parasite qu'il est bien entendu impossible d'éliminer complètement. Mais ses inconvénients peuvent être grandement atténués en éliminant les étoiles les plus brillantes et en choisissant judicieusement certaines caractéristiques de l'instrument.

Le continuum interplanétaire et le continuum stellaire ne sauraient être séparés par une véritable méthode physique, et les dénombrements stellaires que l'on possède constituent l'unique base possible de séparation. Si toutes les étoiles du ciel avaient été recensées photométriquement jusqu'à la vingtième magnitude au moins, on pourrait théoriquement évaluer pour une direction quelconque de visée la luminance d'origine stellaire à l'intérieur d'un champ donné. Les dénombrements disponibles sont loin d'offrir ce degré de finesse. Ce ne sont que des échantillonnages qui couvrent le ciel d'un réseau plus ou moins dense, entre les mailles duquel des interpolations seront nécessaires. Les hétérogénéités de la distribution apparente des étoiles rendent toujours ces interpolations assez suspectes.

Il faut donc essayer de maintenir cette composante stellaire dans des limites aussi modestes que possible, ce que l'on peut faire en choisissant un instrument photométrique permettant de voir jusqu'à une magnitude limite m_0 assez avancée, et en expulsant du champ du diaphragme toutes les étoiles visibles. Dans ce chapitre, j'établirai d'abord à partir de dénombrements stellaires du Kapteyn Laboratory de Groningue, quelle magnitude m_0 il convient d'atteindre pour réduire suffisamment la lumière stellaire résiduelle, et j'indiquerai comment je calcule cette dernière. Ensuite, j'évaluerai en fonction de m_0 la probabilité ϖ pour qu'aucune étoile plus brillante ne se trouve à l'intérieur d'un champ S, et j'en tirerai un ordre de grandeur du champ S_0 à adopter pour que l'élimination des étoiles visibles dans l'instrument, à l'aide des rappels de celui-ci, n'exige pas en pratique de trop longs tâtonnements, ni des écarts angulaires inacceptables par rapport à la direction désirée.

III-2. Lumière extraterrestre et lumière zodiacale.

Le passage de la lumière extraterrestre L, dont l'expression a été obtenue à la fin du précédent chapitre, à la lumière zodiacale (ou continuum interplanétaire) L_Z, va se faire en retranchant la lumière stellaire résiduelle ε_{m_0} (apportée par les étoiles plus faibles que m_0), et la lumière galactique L_G.

Le terme L_G, qui représente la diffusion de la lumière stellaire au sein de la matière interstellaire, avait été d'abord évalué par les calculs de Wang-shih-Ky [84] et les mesures d'Elvey et Roach [40] comme valant à peu près la moitié de la luminance d'origine stellaire [30, p. 281]. D'autres mesures de Henyey et Greenstein [50] effectuées avec un champ très restreint qui permettait d'éliminer les étoiles jusqu'à la seizième magnitude, ont montré qu'à partir de $\pm$ 10° de latitude galactique ce terme est bien plus faible qu'on ne le pensait d'abord, et qu'à partir de $\pm$ 20° son influence est à peu près négligeable. Étant moi-même amené à observer à plus de 20° du plan galactique pour ne pas avoir une composante stellaire excessive, il ne me paraît pas nécessaire de tenir compte du terme L_G dans les réductions.

Le dernier stade du calcul de la lumière zodiacale sera par conséquent le suivant :

$$L_Z = L - \varepsilon_{m_0} \qquad (3, 1)$$

III-3. Calcul de la lumière stellaire résiduelle.

Si $n(m)$ désigne, dans la direction visée, le nombre d'étoiles plus brillantes que la magnitude visuelle m, la quantité que nous cherchons, avec pour unité la dixième magnitude visuelle, est

$$\varepsilon_{m_0} = \int_{m_0}^{\infty} 10^{0,4(10-m)}\, n'(m)\, dm$$

mais la fonction $n(m)$ ni sa dérivée $n'(m)$ ne sont pas exactement connues pour tous les points du ciel.

Les meilleures sources que l'on puisse trouver pour le calcul approché de ε_{m_0} sont d'une part l'étude par Van Rhijn de la distribution galactique des étoiles selon leur magnitude photographique apparente [82], et mieux encore le travail de Roach et Megill [73] qui ont aménagé les résultats du dénombrement de Van Rhijn pour les besoins pratiques de la photométrie du ciel nocturne.

Les dénombrements du Kapteyn Laboratory fournissent, avec la dixième magnitude photographique pour unité, les logarithmes des nombres N_m d'étoiles de magnitude comprise entre $m - \frac{1}{2}$ et $m + \frac{1}{2}$, de $m = 6$ à $m = 18$ pour un ensemble de 792 points du ciel régulièrement disposés en coordonnées galactiques. Roach et Megill en ont tiré, pour les mêmes points du ciel, la luminance intégrée photographique $J(p)$ et visuelle $J(v)$ de toutes les étoiles plus faibles que la magnitude photographique 5,50 où la magnitude visuelle 5,06. Leurs quantités $J(v)$ s'écriraient donc $\varepsilon_{5,06}$ dans notre notation. Pour passer de là aux valeurs de ε_{m_0} relatives à la magnitude limite m_0 de l'instrument, sans utiliser directement les dénombrements [82] qui eussent entraîné des réductions extrêmement lourdes, j'ai eu recours dans la publication [73] à la table donnant les moyennes le long de divers parallèles galactiques des nombres N_m de Van Rhijn, convertis dans le système visuel. Si cette table donnait les valeurs particulières et non leur moyenne $\overline{J_m(v)}$ à b constant, il suffirait de sommer pour chaque point

$$\sum_{m_0}^{\infty} J_m(v) = \varepsilon_{m_0}$$

pour avoir la lumière résiduelle cherchée.

Quelques exemples numériques choisis dans le travail de Van Rhijn m'ayant permis de constater que pour une latitude galactique donnée le rapport

$$\chi = \sum_{m_0}^{\infty} N_m \Big/ \sum_{6}^{\infty} N_m$$

dépendait faiblement de la longitude galactique, j'ai utilisé ce rapport tiré de la table des $\overline{J_m(v)}$ de Roach et Megill, et dont l'expression devient :

$$\chi(m_0, b) = \sum_{m_0}^{\infty} \overline{J_m(v)} \Big/ \sum_{5,54}^{\infty} \overline{J_m(v)}$$

pour évaluer enfin ε_{m_0} d'après la formule :

$$\varepsilon_{m_0} = \chi(m_0, b).J(v) \qquad (3, 2)$$

travail qui a été réalisé graphiquement à l'aide d'un planimètre. Il ne reste plus alors qu'à interpoler en l et b entre les 792 valeurs de ε_{m_0} ainsi obtenues.

Le fait que parmi tous les dénombrements que cite Mineur dans sa mise-au-point sur ce sujet [66], aucun ne prenne l comme paramètre alors que presque tous prennent b, constitue à mon avis un

second argument pour justifier l'approximation que je viens d'introduire dans le calcul de ε_{m_0}.

Le tableau III, 1 donne quelques exemples de valeurs de ε_{m_0} qui permettront de voir combien ce terme est sensible aux variations de ses deux paramètres b et m_0. Pour m_0 j'ai choisi des valeurs allant de 6,5 à 16,5 et représentant les magnitudes limites d'instruments de plus en plus grands. La valeur 6,5 se rapporte par exemple à un petit photomètre à fonctionnement automatique, pour lequel on peut penser que les étoiles visibles à l'œil nu donneront une réponse individuelle qu'il sera facile d'écarter, et la valeur 16,5 à un grand télescope. Pour la simplicité de ces exemples, j'ai pris pour $J(v)$ des valeurs moyennes le long d'un parallèle galactique.

TABLEAU III, 1

m_0 \ b	0°	± 10°	± 20°	± 30°	± 50°	± 70°
—	—	—	—	—	—	—
6,5	361	168	97,8	64,9	38,5	29,5
8,5	331	151	84,6	53,6	30,0	21,9
10,5	286	128	67,3	40,5	20,5	14,8
12,5	222	98,1	46,5	25,3	11,8	7,9
14,5	152	63,7	26,5	13,8	5,5	3,5
16,5	84,2	30,3	11,1	5,9	2,0	1,4

Les deux conclusions évidentes qui ressortent des nombres de ce tableau sont qu'il faut observer avec un instrument de dimensions suffisantes, et ne pas trop s'approcher du plan galactique.

En effet, si les luminances extraterrestres obtenues sur l'écliptique et à une distance angulaire modérée du Soleil sont de plusieurs centaines d'unités, on trouve loin de l'écliptique des valeurs de l'ordre de 100. Il en résulte qu'aux faibles latitudes galactiques, et ceci même avec un assez grand instrument, la correction ε_{m_0} aurait des valeurs si fortes que l'on pourrait tout craindre des irrégularités de la distribution galactique entre les directions où l'on dispose de dénombrements.

On ne peut pas supprimer une bande galactique trop large sans se priver de possibilités d'observation sur une trop grande fraction de la sphère céleste et accroître encore les servitudes qui pèsent sur le calendrier des observations (lune ; insuffisance de l'angle écliptique-horizon, etc...). Il faut s'arranger pour qu'une latitude galactique de $\pm$ 20° soit accessible en cas de besoin. Le tableau III, 1 montre alors qu'il est prudent de renoncer aux trop petits instruments. Avec une magnitude limite de 6,5, nous aurions une correction ε_{m_0} égale en moyenne à 98 étoiles à 20° du plan galactique et à 65 étoiles à 30° de celui-ci, ce qui est beaucoup trop élevé.

Pour que ε_{m_0} fasse figure devant L d'un terme correctif et non d'un phénomène parasite intense, il faut atteindre au minimum la 4e ligne du tableau ($m_0 = 12{,}5$), pour laquelle ε_{m_0} sera une correction généralement de l'ordre de 10 à 20 unités, et dépassera rarement 40 sur les bords de la voie lactée. Avec de telles valeurs de ε_{m_0}, les incertitudes des dénombrements et des interpolations prennent une importance secondaire.

Avec un grand instrument, les valeurs de ε_{m_0} sont encore plus faibles, et le calcul de L_Z encore plus sûr. Mais nous verrons que d'autres impératifs rendent l'emploi d'un trop grand instrument peu indiqué pour ce travail, et qu'une magnitude limite de 12 à 14 (correspondant à une ouverture de 25 à 60 cm environ) est la plus appropriée.

III-4. Élimination des étoiles visibles et valeur optimum du champ photométrique.

La magnitude limite m_0 de l'instrument étant choisie compte-tenu des remarques qui précèdent, cherchons quel doit être l'ordre de grandeur du champ photométrique S (en surface sur la sphère céleste) pour que :

— le flux disponible pour la cellule (proportionnel à S) soit le plus grand possible ;

— on puisse trouver sans tâtonnements excessifs dans le voisinage immédiat d'une direction de visée désirée au moins un champ S exempt d'étoiles plus brillantes que m_0.

Si $n(m_0)$ désigne comme précédemment le nombre moyen d'étoiles plus brillantes que m_0 par degré-carré dans la direction visée, il est possible de calculer en fonction de S et de $n(m_0)$ la probabilité ϖ pour qu'aucune de ces étoiles ne soit présente dans le champ S du diaphragme.

Découpons en effet le champ S en petites surfaces élémentaires dS ; la probabilité pour qu'une étoile accessible à l'instrument tombe à l'intérieur de dS vaut $\dfrac{d\mathrm{S}}{1/n}$ ou ndS, puisqu'il y a en moyenne une étoile dans un champ de $\dfrac{1}{n}$ degré-carré. La probabilité de l'événement contraire (pas d'étoile) vaut $1 - nd$S, et la probabilité de l'absence d'étoile visible dans le champ S sera la limite de la quantité $(1 - nd\mathrm{S})^{\mathrm{S}/d\mathrm{S}}$ quand dS tend vers zéro. Si

nous posons $S/dS = t$ et $x = -nS$, nous sommes ramenés à chercher la limite de $\left(1 + \frac{x}{t}\right)^t$ quand t tend vers l'infini ; cette limite vaut e^x, de sorte que la probabilité demandée a pour expression :

(3, 3) $$\varpi(m_0, S) = e^{-n(m_0)S}$$

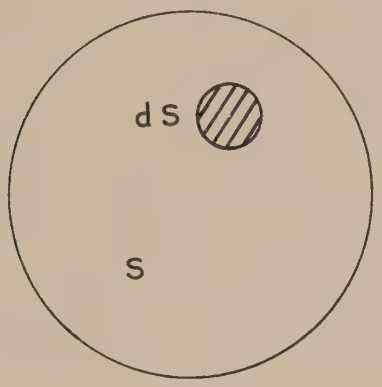


Fig. III-1.

On peut également démontrer cette expression à partir de la formule de Poisson, qui donne la probabilité P pour qu'un événement se produise ν fois dans un certain intervalle de temps ou d'espace, alors que le nombre le plus probable de ses apparitions est b :

$$P = e^{-b}\frac{b^\nu}{\nu\,!}$$

Ici on a $b = nS$ et $\nu = 0$, ce qui redonne bien l'expression (3, 3). La formule de Poisson montre d'ailleurs que la probabilité pour que ν étoiles se trouvent dans le champ est $e^{-nS}\frac{n^\nu S^\nu}{\nu\,!}$, et l'on voit que la somme

$$e^{-nS}\sum_{\nu=0}^{\nu=\infty}\frac{n^\nu S^\nu}{\nu\,!}$$

est bien égale à 1.

Il est évident que la probabilité ϖ qui nous intéresse ($\nu = 0$) doit avoir une valeur suffisamment élevée si l'on veut que la recherche, à l'aide des rappels de l'instrument, de champs S exempts d'étoiles soit praticable. Or, il est difficile de se faire directement une idée des valeurs que doit prendre ϖ, par exemple de savoir si $\varpi = \frac{1}{2}$ correspondra à des rappels trop importants ou au contraire à une surabondance d'aires libres.

Pour préciser cette question, calculons en fonction de n et de S la valeur moyenne $\bar{\alpha}$ du rappel angulaire qu'on sera contraint d'effectuer, et discutons les valeurs de S pour qu'$\bar{\alpha}$ reste dans des limites acceptables.

Si, après affichage des coordonnées du point du ciel désiré, le champ initial n'est pas libre (événement de probabilité $1 - \varpi$), cherchons la probabilité ϖ' pour qu'une position voisine du diaphragme, ayant en commun avec la position initiale la surface S′ et introduisant la surface nouvelle $S'' = S - S'$, soit exempte d'étoiles. Puisque l'absence d'étoiles dans le champ S initial est par hypothèse exclue, c'est qu'il y avait 1, 2, 3, ... ou i étoiles dedans. L'application de la formule de Poisson montre que la probabilité de chacun de ces événements était :

Pour 1 étoile, $$nS\left[nS + \frac{n^2S^2}{2\,!} + \ldots + \frac{n^iS^i}{i\,!} + \ldots\right]^{-1} = \frac{nS}{e^{nS} - 1}$$

Pour 2 étoiles, $$\frac{n^2S^2}{2\,!}\left[nS + \frac{n^2S^2}{2\,!} + \ldots + \frac{n^iS^i}{i\,!} + \ldots\right]^{-1} = \frac{n^2S^2/2!}{e^{nS} - 1}$$

. . . . . .

Pour i étoiles, $$\frac{n^iS^i}{i\,!}\left[nS + \frac{n^2S^2}{2\,!} + \ldots + \frac{n^iS^i}{i\,!} + \ldots\right]^{-1} = \frac{n^iS^i/i!}{e^{nS} - 1}$$

. . . . . .

leur probabilité totale étant bien égale à 1.

S'il y avait une seule étoile au départ, elle a S''/S chances de laisser libre le champ commun S′ ; s'il y avait deux étoiles, il y a $(S''/S)^2$ chances que S′ soit libre, ..., s'il y avait i étoiles il n'y a que $(S''/S)^i$ chances que S′ soit libre. D'après le principe des probabilités totales, l'absence d'étoiles dans S′ est par suite un événement de probabilité

$$\frac{1}{e^{nS} - 1}\left[nS'' + \frac{n^2S''^2}{2\,!} + \ldots + \frac{n^iS''^i}{i\,!} + \ldots\right] = \frac{e^{nS''} - 1}{e^{nS} - 1}$$

Comme en plus il ne doit rien y avoir dans le nouveau champ S″ (probabilité $e^{-nS''}$), la probabilité composée que nous cherchons vaut :

$$\varpi' = e^{-nS''} \frac{e^{nS''} - 1}{e^{nS} - 1} = \frac{1 - e^{-nS''}}{e^{nS} - 1}$$

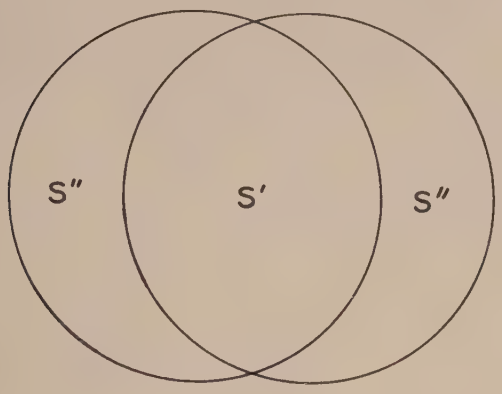


Fig. III-2.

Si en particulier le déplacement de l'instrument a été infiniment petit, nous pouvons poser $S'' = d\sigma$ et remplacer $1 - e^{-nd\sigma}$ par sa partie principale $nd\sigma$.

Si un premier champ S contenait au moins une étoile, la probabilité qu'un champ infiniment voisin, distinct du premier par la surface $d\sigma$, n'en contienne pas, vaut donc :

$$\frac{nd\sigma}{e^{nS} - 1}$$

En agissant de façon continue sur l'un des rappels jusqu'à l'apparition d'un champ libre, on recommence en fait cette expérience une infinité de fois ; soit α l'angle dont on s'est déplacé lorsqu'on obtient le succès ; soit σ l'aire supplémentaire totale introduite à ce moment dans le diaphragme depuis le départ (on vérifiera que

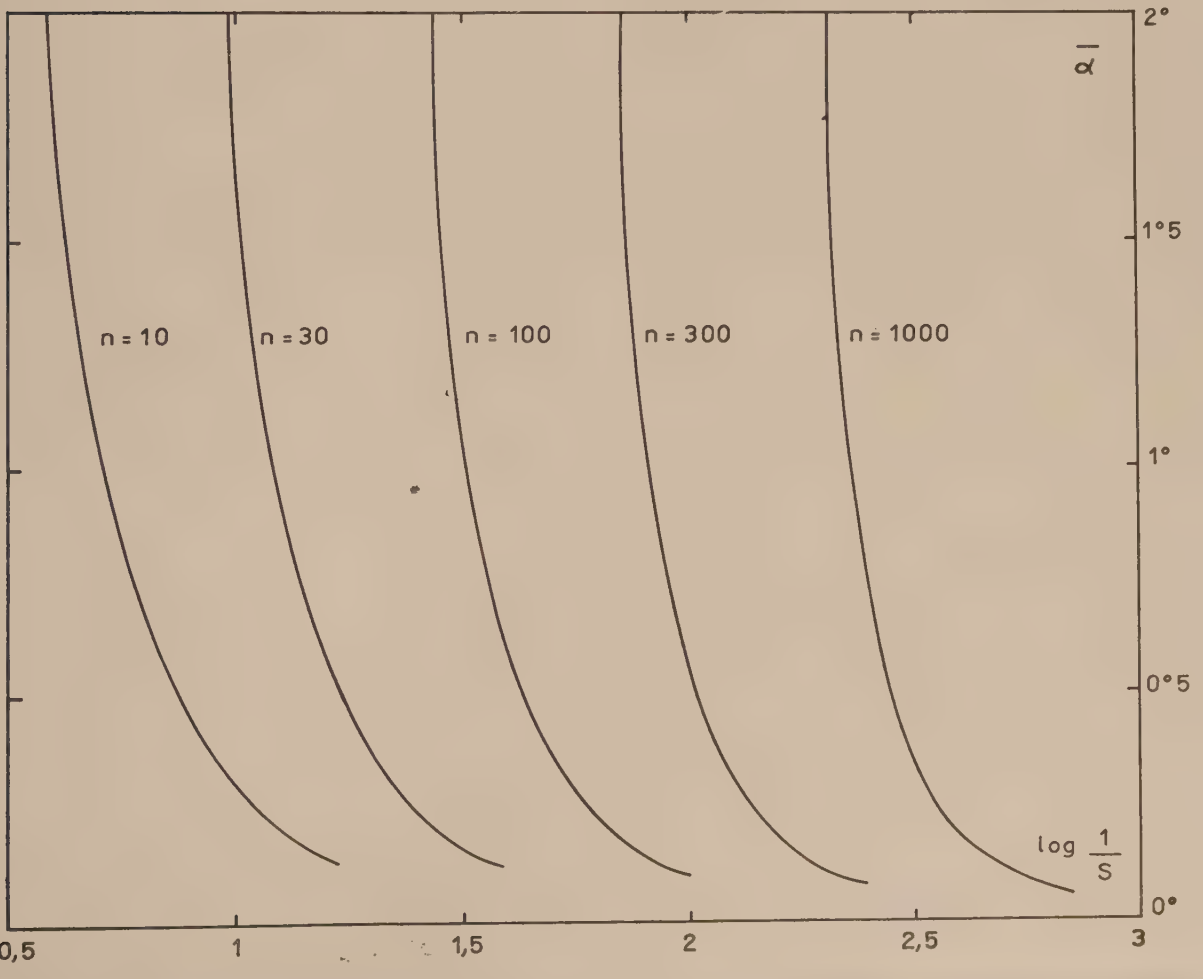


Fig. III-3. — Variations du déplacement angulaire moyen $\overline{\alpha}$ nécessaire pour rencontrer une aire libre, en fonction de l'angle solide du diaphragme, pour quelques valeurs du nombre moyen n d'étoiles par degré-carré, visibles dans l'instrument.

$\sigma = 2\alpha\sqrt{\left(\frac{S}{\pi}\right)}$. La probabilité pour qu'il en soit ainsi a pour valeur :

$$\Pi_\sigma = \lim_{(d\sigma \to 0)} \left[1 - \frac{nd\sigma}{e^{nS} - 1}\right]^{\frac{\sigma}{d\sigma}} \times \frac{nd\sigma}{e^{nS} - 1}$$

soit encore, de la même façon que plus haut pour la formule (3, 3) :

$$\Pi_\sigma = e^{-\frac{n\sigma}{e^{nS}-1}} \times \frac{nd\sigma}{e^{nS} - 1}$$

Si nous posons $\sigma = q\alpha$, $\left(q = 2\sqrt{\left(\frac{S}{\pi}\right)}\right)$, et $\frac{nq}{e^{nS} - 1} = r$, nous aurons l'expression de la probabilité Π_α d'un déplacement α :

$$\Pi_\alpha = e^{-r\alpha}\, rd\alpha$$

Le déplacement moyen que nous cherchons vaut :

$$\alpha = \int_0^\infty \alpha\Pi_\alpha = \int_0^\infty r\alpha\, e^{-r\alpha}\, d\alpha$$

En intégrant par parties ($u = \alpha$ et $v = -e^{-r\alpha}$), on trouve $\bar{\alpha} = \frac{1}{r}$. Mais cette valeur de $\bar{\alpha}$ suppose que le champ initial était encombré ; comme il pouvait aussi être libre, et qu'alors on aurait eu $\alpha = 0$, la vraie valeur de la moyenne cherchée est :

$$\bar{\alpha} = (1 - \varpi)\frac{1}{r}$$

soit :

$$(3, 4) \qquad \bar{\alpha} = \frac{\sqrt{\pi}\,(1 - e^{-nS})\,(e^{nS} - 1)}{2n\sqrt{S}}$$

Le graphique de la figure III-3 montre, en fonction de log 1/S (degré-carré $^{-1}$) comment varie $\bar{\alpha}$ (degrés) pour les valeurs suivantes du nombre d'étoiles/°□ : 10, 30, 100, 300, 1000. Quel que soit n, on voit qu'une augmentation continue de S se traduit d'abord par des accroissements de $\bar{\alpha}$ peu gênants, puis de plus en plus rapides. Au-dessus de $\bar{\alpha} = 0°5$, augmenter S de quelques dixièmes de sa valeur entraîne des déplacements de plusieurs degrés, évidemment inacceptables pour la pratique.

Cette valeur $\bar{\alpha} = 0°5$ représente aussi l'ordre de grandeur des écarts les plus grands que l'on peut tolérer dans le travail, entre une direction de visée demandée et la direction effectivement obtenue. Lorsqu'on étudie photométriquement une région particulière (gegenschein par exemple) en la découpant sous forme d'un quadrillage de points régulièrement disposés, à 3 ou 4° en général les uns des autres, des valeurs de $\bar{\alpha}$ de l'ordre du degré ou davantage conduiraient à des déformations bien gênantes de ce quadrillage, outre le temps perdu dans la recherche des aires libres.

Je pense donc qu'il est logique de fixer à 0°5 la valeur de $\bar{\alpha}$ dans les régions étudiées les plus riches en étoiles, c'est-à-dire à une vingtaine de degrés du plan galactique, d'après ce qu'a montré le début de ce chapitre. Cette condition va permettre de déterminer le champ optimum S_0 en fonction de la magnitude-limite m_0 de l'instrument.

On peut tirer du travail déjà cité de Van Rhijn [82] les nombres moyens par °□ d'étoiles plus brillantes que m_0 (magnitude photographique) à $\pm$ 20° de latitude galactique (table 6, p. 75). Le passage aux magnitudes visuelles peut s'effectuer d'après la formule admise par Seares [79] et reprise par Roach et Megill [73] :

$$(3, 5) \qquad m_p - m_v = 0{,}16 + 0{,}05\, m_p$$

Pour des magnitudes visuelles limites allant de 10 à 17, les résultats sont résumés par la courbe supérieure de la figure III-4. Un calcul analogue effectué d'après la table 7, page 76, de [82] donne les nombres moyens d'étoiles loin du plan galactique ($|b| > 40°$) : selon la magnitude, il y a 2 à 5 fois moins d'étoiles dans ces régions qu'à $b = \pm$ 20°. En se reportant à la figure III-3, on voit qu'en choisissant $\bar{\alpha} = 0°5$ à cette dernière latitude galactique, nous aurons en nous éloignant de la voie lactée des valeurs de $\bar{\alpha}$ fort réduites (entre 0 et 0°2), et que l'observation y sera aisée.

Les résultats combinés des graphiques III-3 et

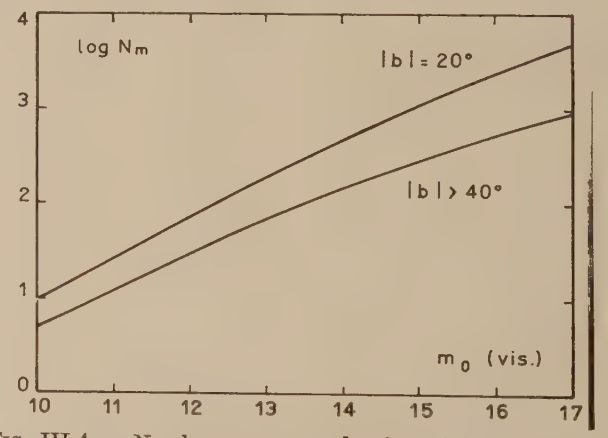


Fig. III-4. — Nombre moyen par degré-carré des étoiles plus brillantes que la magnitude visuelle m_0, d'après les dénombrements du Kapteyn Laboratory [82] :
1° à 20° du plan galactique ;
2° à plus de 40° du plan galactique.

III-4 permettent enfin de construire la courbe du champ optimum S_0 en fonction de la magnitude limite m_0 (fig. III-5). Pour la commodité, j'ai porté en ordonnées $\log\left(\frac{1}{S_0}\right)$. On obtient sensiblement une droite, et le champ optimum répondant aux conditions que nous nous sommes fixées s'exprime en degrés carrés par

$$(3, 6) \qquad \log\left(\frac{1}{S_0}\right) = 0{,}33\ m_0 - 2{,}5$$

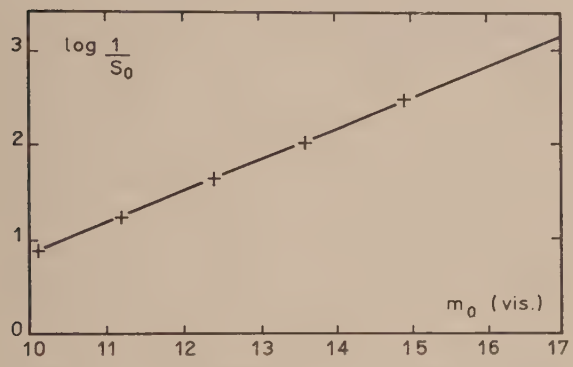


FIG. III-5. — Variations du « champ optimum » S_0 en fonction de la magnitude visuelle limite de l'instrument.

On constatera d'ailleurs que si S_0 est choisi de cette façon pour différents instruments d'importance croissante, le flux utilisable pour le photomultiplicateur varie relativement peu du plus petit au plus grand. Soient en effet deux instruments dont les limites visuelles sont la onzième et la seizième ; la surface du collecteur de lumière est cent fois plus grande pour le second que pour le premier, et le champ optimum du second environ 50 fois plus petit que celui du premier : le flux disponible, pour ces instruments fort inégaux, ne varie que dans un rapport 2.

Il ne faut bien entendu attribuer à cette notion de « champ optimum » que la valeur d'un ordre de grandeur. Néanmoins, il est certain que des écarts importants par rapport aux valeur de S_0 ci-dessus conduisent :

— soit à des déplacements angulaires longs et excessifs dans la recherche des aires libres ;

— soit à un gaspillage très regrettable de l'énergie disponible, déjà bien faible.

Des séries d'observations avec deux instruments dont les limites visuelles sont voisines de 12,5 et 14, et des champs S voisins des S_0 correspondants, m'ont montré qu'avec un photomultiplicateur LALLEMAND correctement refroidi, les valeurs de S_0 fournies par la formule (3, 6) permettent l'obtention d'enregistrements fort satisfaisants, où le rapport signal/bruit est de 50 ou davantage. Dans ces conditions on ne commet dans la lecture des déviations que de faibles erreurs, qui disparaissent pratiquement devant les autres incertitudes, et notamment la dispersion de corrélation (chapitre II, § 3, A, *a*). Il n'en serait plus de même avec un champ S plusieurs fois inférieur à S_0, et le bruit provoquerait alors dans les lectures des erreurs qui compromettraient la qualité des mesures, spécialement dans les quadrillages des régions à faible gradient de luminance (bande écliptique lointaine, gegenschein).

CHAPITRE IV

Sites et instruments d'observation

IV-1. LE CHOIX DES SITES D'OBSERVATION POUR LA PHOTOMÉTRIE DE LA LUMIÈRE ZODIACALE, DU GEGENSCHEIN ET DU CONTINUUM ATMOSPHÉRIQUE.

a) *Conditions de latitude.*

L'application de la méthode des hauteurs multiples et l'observation de la plus grande partie de la sphère des fixes sont tout-à-fait possibles à nos latitudes moyennes d'environ 45°. Pour obtenir des isophotes précises des régions se trouvant à moins de 60° du Soleil, il n'est pas douteux qu'une latitude plus basse est préférable, puisque l'angle entre l'écliptique et l'horizon y prendra des valeurs plus voisines de 90°. On peut considérer que les conditions sont très bonnes quand cet angle est d'au moins 60°, ce qui est réalisé en France moins de 1/3 du temps, et environ les 2/3 du temps vers les tropiques. De plus les émissions atmosphériques sont en moyenne plus faibles dans les régions tropicales qu'en Europe, et il est toujours intéressant de réduire un phénomène superposé dont l'intensité est à soustraire. Cependant, du fait qu'une importante partie du programme est constituée par les observations du pôle, il est bon que celui-ci ne soit pas trop bas, et je pense que pour cette raison il ne faut guère aller à moins de 20° de l'équateur.

On peut donc considérer les latitudes de ± 20° à ± 35° comme très favorables, celles de ± 35° à ± 50° comme utilisables.

b) *Conditions d'altitude.*

Les avantages d'un site élevé ne sont pas contestables. Deux remarques me semblent pourtant nécessaires :

— les plus hautes montagnes, ni même les observations en aéronef, ne constituent en rien une garantie contre les inconvénients de la luminescence atmosphérique, et il n'est avantageux de monter à 5000 ou 10000 mètres pour y enregistrer un mélange de lumières extraterrestre et atmosphérique, que si l'on dispose d'une méthode offrant de véritables possibilités de séparation ;

— les inconvénients attribuables dans les sites d'altitude modérée aux variations du taux d'aérosols (et par suite de la transparence) ne sont pas aussi graves pour la photométrie des sources étendues que pour la photométrie stellaire. Comme je l'ai déjà dit (chapitre II, § 3, A, *a*), il résulte de la forme de l'indicatrice de diffusion des aérosols — très allongée dans la direction de propagation — qu'une gouttelette en suspension dans l'air redistribue l'énergie qu'elle emprunte au faisceau incident sous des angles de diffusion généralement faibles ; si la source ne diffère pas trop d'une source uniforme, l'énergie ainsi perdue est assez exactement compensée par celle qui provient des régions angulairement voisines du point visé, après diffusion sous le même angle par la même gouttelette. Ainsi, comme le remarquait déjà Dufay en 1928 [28, p. 134], « la brillance du ciel nocturne est moins réduite par son passage à travers l'atmosphère que celle du Soleil ou des étoiles ». Bien entendu, il ne faut pas surestimer les bénéfices dus à ce phénomène au point de se contenter de nuits médiocres et brumeuses, mais je crois qu'il est excessif de condamner catégoriquement les sites d'altitude faible pour la photométrie de la lumière zodiacale.

c) *Conditions relatives aux lumières artificielles.*

Les émissions parasites de l'éclairage public sont fort dangereuses pour ce genre d'observations. L'utilisation des domaines spectraux violet et ultra-violet notamment est suspecte dans tous les sites où l'absence complète de lumière artificielle diffusée n'est pas certaine.

Les observations présentées dans les chapitres V à VII de ce travail ont été effectuées :

1° En France, à l'Observatoire de Haute-Provence ($\varphi = +\ 43°9$ et $h = 650$ m). La méthode de Bouguer y donne des valeurs de la perte de magnitude au zénith à 5000 Å allant de 0,19 à près de 0,50, alors que 0,14 magnitude seulement sont expliqués par la diffusion Rayleigh et l'absorption par l'ozone. Cependant, les séries du pôle dont j'ai parlé au chapitre II, § 3, A, *a* montrent combien la luminance du ciel est peu sensible à ces fluctuations de la quantité d'aérosols. Le ciel de la Haute-Provence est sans doute insuffisant s'il s'agit de discuter de la forme des isophotes du gegenschein par exemple, mais pour d'autres parties du programme (notamment pour la séparation des continuums par les hauteurs multiples) ce site est parfaitement valable.

2° Dans l'île de Tenerife, à l'Observatoire du Teide ($\varphi = +\ 28°3$ et $h = 2350$ m). Ce site est évidemment supérieur au précédent pour chacun des trois points de vue envisagés ci-dessus. La transparence est meilleure : pour une perte théorique au zénith de 0,12 magnitude, les droites de Bouguer m'ont donné des pentes entre 0,13 et 0,22, avec une moyenne de 0,17, soit seulement 5 centièmes de magnitude d'aérosols.

IV-2. A quelles exigences un instrument photoélectrique doit-il satisfaire pour être adapté au problème de la lumière zodiacale ?

Les principales conditions à satisfaire ont été précisées au chapitre III, et concernent la magnitude-limite et le champ. Les meilleurs résultats seraient en principe donnés par un grand télescope muni d'un diaphragme de champ donnant à peu près le champ optimum S_0.

Cependant, certaines conditions de rapidité d'exécution s'opposent au choix d'un trop grand instrument. Dans les programmes d'observation que j'ai été amené à établir, se succèdent dans le courant de la nuit de très nombreux pointés dans les fuseaux zodiacaux ou le gegenschein, interrompus par des pointés de « hauteurs multiples », des observations du pôle et des observations d'étoiles pour l'étalonnage absolu. On est donc très souvent en train de changer de région céleste visée, et avec un instrument géant, même très moderne, les temps de calage prendraient par rapport aux temps d'enregistrement une importance inacceptable. Pour le gegenschein par exemple, un quadrillage d'une soixantaine de pointés représente (du point de vue de la quantité d'information) un minimum pour que les isophotes soient sûres. Or, compte tenu des pointés auxiliaires à intercaler obligatoirement, un tel quadrillage avec

un télescope de 60 cm servi par un observateur et un caleur très entraînés, demande 4 à 5 heures, ce qui est au contraire un maximum si l'on ne veut pas commencer et finir trop près de l'horizon. Le travail serait difficilement praticable avec un instrument plus grand, tandis qu'un petit télescope (30 cm), bien plus souple, permet de gagner 40 % sur ces temps, et avec une seule personne pour le calage et l'élimination des étoiles.

Je pense donc que, sans aller jusqu'à des instrument minuscules pour lesquels la correction stellaire serait élevée, un intéressant compromis peut être trouvé vers 30 à 40 cm d'ouverture, avec une magnitude visuelle limite de 12 à 13. L'ouverture numérique ainsi fixée, l'encombrement sera heureusement réduit, et la maniabilité accrue, en prenant une ouverture relative aussi élevée que possible. Malgré les difficultés optiques, il est normal de fixer le miroir primaire d'un tel instrument à $f/3$ ou même $f/2{,}5$. Il ne s'agit pas ici d'avoir des miroirs parfaits permettant de distinguer les anneaux de diffraction, qui sont inaccessibles de toute façon en raison du faible grossissement, mais seulement d'obtenir des taches de moindre aberration suffisamment réduites pour ne pas influer sur la magnitude-limite.

Examinons maintenant quelques détails instrumentaux particuliers au problème :

a) *Possibilité d'employer d'une façon rationnelle les filtres interférentiels à bande passante étroite.*

La méthode, qui exige la photométrie de [O I] 5577, fait donc appel, pour isoler cette raie, à un filtre dont la demi-largeur soit de quelques angströms seulement. Ce filtre devra être interposé sur un faisceau de faible convergence, et il est prudent que l'incidence des rayons les plus obliques sur le filtre ne dépasse pas environ 2° si l'on ne veut pas que sa transparence à la raie soit à la fois, comme l'a montré Courtès [19], très inférieure à la transparence nominale du filtre et impossible à rattacher correctement à sa transparence pour le spectre continu. Le télescope de Cassegrain offre à ce point de vue d'excellentes possibilités.

b) *Maximum de précision dans le réglage de la lentille de* Fabry.

L'étalonnage photométrique absolu des luminances des plages célestes se faisant à l'aide des étoiles, une condition importante pour l'exactitude des luminances trouvées sera que le plan moyen de la photocathode reçoive une image bien nette du collecteur de lumière. Une mise au point défectueuse aurait évidemment des conséquences plus graves ici qu'en photométrie stellaire, et il sera bon de vérifier le montage de Fabry en s'assurant que la réponse d'une étoile est absolument indépendante de la position qu'elle peut occuper à l'intérieur du plus grand des diaphragmes utilisés pour le ciel.

c) *Protection contre les lumières parasites.*

De sérieuses précautions doivent être prises pour que le photomultiplicateur ne collecte pas d'autre lumière que celle provenant du champ circulaire délimité sur le ciel par le diaphragme. Là encore il s'agit d'une précaution plus impérative ici qu'en photométrie stellaire, où la soustraction du fond de ciel élimine *ipso facto* les sources parasites éventuelles.

Il y a lieu de se méfier particulièrement des étoiles brillantes voisines de la direction de visée. Pour celles qui sont à une distance angulaire suffisante (de l'ordre du degré) il est assez facile de piéger leur lumière dans la partie antérieure de l'instrument, avant qu'elle atteigne le foyer ; pour une étoile se trouvant très près du bord du diaphragme, c'est celui-ci seulement qui l'interceptera, et il est impossible d'empêcher qu'un peu de lumière diffusée à l'intérieur du photomètre finisse par atteindre la cellule. Il sera donc nécessaire de s'assurer qu'une étoile de première ou deuxième grandeur ne se trouve pas dans le voisinage immédiat, ce qui n'a rien de gênant à condition qu'on puisse voir dans l'oculaire un champ nettement plus grand que le champ S du diaphragme.

Cette question prend une particulière importance dans le cas des observations du pôle. Il n'est guère possible de se mettre rigoureusement au pôle puisqu'il faut compter avec l'élimination des petites étoiles ; on choisit donc une aire libre à moins de 0°5 du pôle, et se trouvant par conséquent à une distance de l'étoile polaire comprise entre 0°5 et 1°5, selon l'ascension droite. Or, j'ai pu constater que dans un instrument classique comme le télescope de 60 cm de Saint-Michel, l'étoile polaire contamine la réponse à plus de 0°5 de distance, et ceci même par des nuits fort transparentes. De sensibles améliorations peuvent être apportées à cet inconvénient ; de plus, il est commode et prudent de choisir une fois pour toutes une aire libre quasi-polaire dans une ascension droite à peu près opposée à celle d'α U Mi.

IV-3. Les instruments utilisés
1° Télescope de 60 cm de l'Observatoire de Haute-Provence.

Cet instrument réservé aux mesures photoélectriques, ainsi que ses auxiliaires électroniques (alimentation Haute-Tension, adaptateur d'impé-

dance, millivoltmètre enregistreur) ont été décrits par MIANES [65]. J'ai utilisé ce télescope avec les photomultiplicateurs LALLEMAND à 20 étages au Cs-Sb dits « Antoinette, Jeanne et Athanase », refroidis avec de la glace salée. Très peu de modifications ont été apportées pour les besoins de mon programme à ce télescope ; la principale étant l'introduction temporaire dans le photomètre, à la place de la roue à filtres habituelle, d'un dispositif recevant deux filtres interférentiels carrés de 1 pouce de côté (BAIRD), et permettant si on le désire de faire tourner lentement un analyseur sur l'axe optique, pour les mesures polarimétriques (voir chapitre VII).

Le diaphragme employé pour le ciel était celui de 13 mm ; c'était le plus grand compatible avec le champ de l'oculaire. Son angle solide de 1/203 de °□ est un peu inférieur au champ optimum $S_0 = 1/132$ °□ qui correspond à la limite visuelle moyenne de ce télescope, que l'on peut estimer à $m_0 = 14$.

Bien que n'étant pas conçu spécialement en vue de la photométrie du fond du ciel, cet instrument satisfait dans l'ensemble aux principales conditions examinées précédemment. L'inclinaison maxima des rayons sur le filtre est de 1°52′ ; à défaut d'un champ suffisant à l'oculaire, on peut s'assurer dans le petit télescope-chercheur qu'aucune étoile brillante n'est dans le voisinage. Toutefois, sa sensibilité aux étoiles parasites est un peu élevée, et nous allons voir qu'il est possible de réaliser sur ce point de meilleures performances.

IV-4. Les instruments utilisés : 2° Le télescope de 30 cm de l'Observatoire de Bordeaux, installé a Tenerife.

Cet instrument, visible sur la figure IV-1, a été entièrement réalisé par l'atelier de mécanique de l'Observatoire de Bordeaux, exception faite de la monture équatoriale à fourche et des miroirs, qui proviennent de la S. E. C. I. A. avec le concours du Laboratoire d'Optique de l'Observatoire de Paris. Il est équipé du photomultiplicateur LALLEMAND à 20 étages au Cs-Sb dit « Athanase ».

L'instrument réunit dans un seul bloc à section carrée de 36 cm de côté une partie-télescope et une partie-photomètre, sur une longueur totale de 140 cm seulement. En fixant à 2,5 l'ouverture relative du primaire, l'encombrement de la partie télescope a pu être en effet abaissée à 75 cm. Le miroir secondaire, de 60 mm de diamètre utile et de 31,5 cm de rayon de courbure, porte la focale résultante à 535 cm.

Le plan focal est occupé par une glissière à diaphragmes permettant de centrer un trou de 3 mm pour les étoiles ou un trou de 15 mm pour la photométrie du ciel. Le champ de ce dernier est de 578″ en diamètre ou 1/49,3 °□ en surface, ce qui est sensiblement le champ optimum $S_0 = 1/42{,}2$ °□ donné par la formule (3, 6) pour une limite visuelle que l'on peut prendre égale à $m_0 = 12{,}5$.

Ce plan focal est rejeté à 35 cm en arrière du sommet du miroir primaire, et dans cet espace relativement très important prennent place (fig. IV-2), dans l'ordre de traversée par les faisceaux :

— un miroir plan octogonal à 45°, escamotable par glissement ; quand il se trouve sur l'axe, sa monture obstrue le photomètre et permet la mesure du courant d'obscurité du photomultiplicateur, tandis qu'il renvoie le faisceau dans un oculaire de PLÖSSL de 10,6 cm de focale donnant le grossissement — sensiblement équipupillaire — de 50. Le champ de l'oculaire est limité en son plan focal par un cercle de 35 mm de diamètre ; il est donc très supérieur au champ du diaphragme. Le plan focal est occupé par une lame à faces parallèles percée d'un trou axial de 18 mm, qui permet d'éliminer avec une certaine marge de sécurité les étoiles qui tomberaient sur le diaphragme de 15 mm ;

— une glissière porte-filtres, comportant trois logements pour filtres interférentiels de 2 pouces de côté ;

— un dispositif « rotateur d'analyseur » permettant de faire tourner un analyseur à la vitesse d'un tour en 2 minutes environ. Un contact électrique signale le passage de l'analyseur par une position donnée. Le rotateur est amovible, et on le remplace par un simple diaphragme contre les rayons parasites lorsque les mesures ne comportent pas la recherche du degré de polarisation.

Au-delà du foyer, le fond du télescope est occupé par le photomultiplicateur, dont le refroidissement est assuré par une circulation de fréon dans un serpentin relié par quelques mètres de tube souple à un compresseur Frigidaire. Une lentille simple de 16 cm de focale, située derrière le diaphragme, projette sur la photocathode une image bien nette du grand miroir, de 11 mm de diamètre. Le givrage de cette lentille de FABRY est évité par quelques spires de résistance chauffante, et celui de la lame d'entrée de la cellule, grâce à une petite soufflerie d'air tiède.

Les principales originalités optiques de ce téles-

cope sont la valeur élevée $\gamma = 7{,}12$ du grandissement par le miroir secondaire, et les artifices employés pour piéger au mieux les sources parasites latérales.

Le grandissement γ est en général compris entre 3 et 5 dans la plupart des CASSEGRAIN. Une valeur plus forte est doublement avantageuse pour notre problème :

a) elle réduit l'inclinaison des rayons après la seconde réflexion et permet d'utiliser plus rationnellement les filtres interférentiels étroits. La forte convergence du faisceau primaire ($f/2{,}5$) rend assez délicat le maintien de la convergence du faisceau secondaire aux faibles valeurs désirées ; avec un γ de 4, le filtre 5577 recevrait des rayons inclinés de près de 4°, et sa sélectivité en souffrirait. La valeur adoptée $\gamma = 7{,}12$ ramène l'inclinaison à 2°15′, ce qui est acceptable.

b) elle accroît beaucoup le volume (hachuré sur la figure IV-2) non traversé par les faisceaux, et à l'intérieur duquel DANJON et COUDER [20, p. 310] recommandent de placer un tromblon arrêtant la lumière latérale. J'ai ainsi pu donner à ce tromblon, généralement court dans les instruments classiques, une longueur de 25 cm, soit presque la moitié de la distance des deux miroirs.

Afin qu'aucun rayon parasite direct, n'ayant pas subi les deux réflexions, ne puisse venir conta-

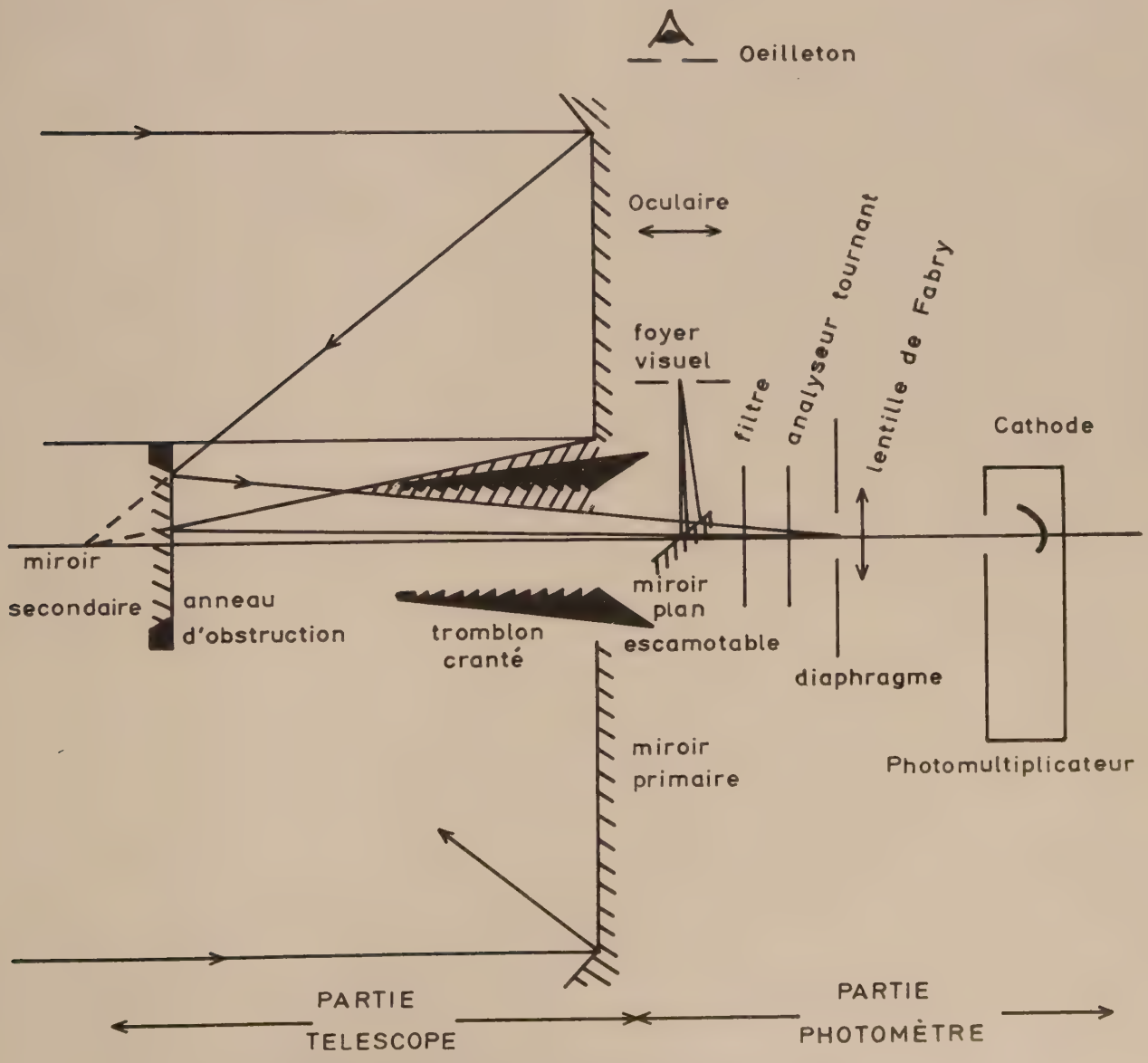


FIG. IV-2. — Schéma du télescope photoélectrique de Bordeaux-Tenerife. En noir, les accessoires pour le piègeage des lumières parasites.

miner la mesure, le tromblon est complété par un anneau d'obstruction supplémentaire constitué par la monture du secondaire, dont le diamètre a volontairement été porté à 108 mm. Ce supplément d'obstruction reste sans importance.

La présence de cet anneau et du tromblon ne saurait empêcher la lumière des étoiles angulairement très proches de l'axe de pénétrer dans le photomètre. Quelques diaphragmes intermédiaires dans le photomètre atténuent ce risque, mais il reste celui d'une réflexion spéculaire sur l'intérieur du tromblon, en direction non pas seulement du photomètre, mais du diaphragme lui-même. La surface interne du tromblon a été crantée (fig. IV-2) selon un profil qui s'oppose entièrement à de telles réflexions.

Ces détails ne sont pas superflus. Comme les flux sur lesquels je travaille sont en moyenne ceux d'une étoile de magnitude 7,5, on voit que si une étoile avoisinante de magnitude 5 envoie seulement le millième de son flux sur la cellule, la mesure subit un accroissement parasite de 1 %, inacceptable.

Les résultats obtenus sont aisément contrôlables en mesurant la luminance du fond du ciel de plus en plus près d'une étoile brillante, par une nuit très transparente où les aérosols atmosphériques ne risquent pas d'introduire un phénomène de couronne autour de l'astre parasite. Les résultats de ce contrôle apparaissent sur la figure IV-3, où la déviation parasite est portée en abscisses et la différence de déclinaison avec l'étoile en ordonnées (l'ascension droite restant la même que celle de l'étoile). Les deux courbes, ramenées à la magnitude visuelle perturbatrice 1,0, permettent de comparer cet effet dans le télescope de Bordeaux-Tenerife et dans un instrument classique comme celui de Saint-Michel. Dans l'ensemble, l'influence des étoiles voisines est environ 5 fois plus forte dans ce dernier instrument.

Terminons par quelques indications sur les auxiliaires électroniques de ce télescope.

La haute-tension est fournie au photomultiplicateur par une alimentation stabilisée (marque CRC, type ALS 302) qui donne une tension réglable de façon continue de 300 à 3000 V. La tension adoptée pour « Athanase » est de 2200 V. Elle est transmise par un cable coaxial, puis fractionnée par un diviseur à résistances solidaire du télescope, en tranches de 110 V appliquées aux dynodes successives.

La réponse de la cellule est reçue par un Adaptateur d'Impédances, qui présente certaines originalités par rapport à ceux utilisés à l'Observatoire de Haute-Provence, et en particulier au télescope de 60 cm. Compte tenu de la médiocre qualité du courant disponible à la station de Tenerife (groupe électrogène peu stable en tension comme en fréquence), M. Rousseau, Assistant à l'Observatoire de Bordeaux, a mis au point un Adaptateur alimenté par des piles de type commercial (1,5 V et 67,5 V) entièrement indépendant du secteur. Il

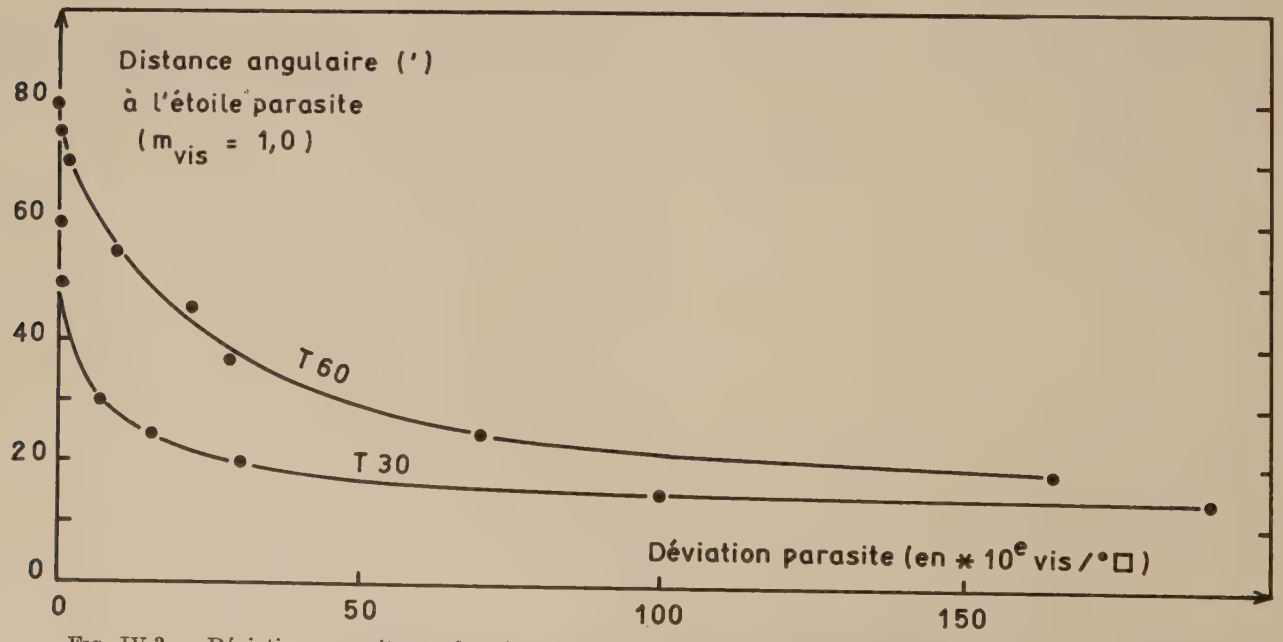


Fig. IV-3. — Déviations parasites en fonction de la distance angulaire à l'étoile perturbatrice (de 1re magnitude) dans le télescope de 60 cm de Saint-Michel et dans celui de Tenerife.

s'agit d'un amplificateur symétrique à courant continu à deux étages, utilisant des lampes à chauffage direct. Les tubes d'entrée sont des tubes électromètres ME 1403 alimentés par la même pile de chauffage. Le second étage est constitué par deux tubes miniatures 5678 montés en amplificateur à sortie cathodique ; les filaments sont donc alimentés par deux piles séparées et soigneusement isolées l'une de l'autre.

Le signal arrive de la cellule par un cable coaxial à haut isolement ; avant de pénétrer dans l'adaptateur proprement dit, il doit traverser un filtre à bande large bloquant les courants à très haute fréquence. Cette précaution a été rendue nécessaire par la présence sur le Mont Izaña, à quelques centaines de mètres de la station, d'un émetteur de Télévision de grande puissance et d'une installation d'émissions pour la météorologie. Sans cela, des signaux à haute fréquence détectés par l'adaptateur auraient pu se superposer aux signaux venant de la cellule, comme l'ont montré des essais en laboratoire.

L'adaptateur possède plusieurs résistances d'entrée (1, 10, 100 MΩ) commutables par l'opérateur. L'impédance de sortie de l'étage final est de l'ordre de 500 Ω. La tension issue de l'adaptateur est disponible aux bornes de cette résistance, et par un second commutateur, on peut en utiliser la totalité, la moitié ou le quart. On fait ainsi varier le gain apparent de l'adaptateur sans agir sur la résistance de charge de la cellule. En effet, cette dernière a toujours une grande valeur (d'au moins 1 MΩ) et peut être sensible aux chocs et vibrations occasionnés par une commutation. Au contraire, la résistance cathodique de l'étage de sortie ayant une valeur réduite, une commutation sur un circuit à aussi faible impédance ne présente aucune difficulté. Une parfaite stabilité a été constatée. D'autre part, j'ai pour principe de faire varier le moins possible les caractéristiques électroniques de l'installation. Seule la résistance de charge de 10 MΩ a été utilisée ; quant au commutateur de sortie, il reste constamment sur 1/2 pour les mesures ordinaires et sur 1/1 pour les mesures polarimétriques, ce qui permet de contrebalancer *grosso modo* l'absorption du polaroïd.

La tension issue de l'adaptateur d'impédances est appliquée à un millivoltmètre enregistreur M. E. C. I. Cet appareil possède plusieurs sensibilités, mais on utilise seulement celle qui donne une déviation de 250 mm de l'index pour une tension appliquée de 5 mV. Cet enregistreur est alimenté directement par le courant du groupe électrogène. Il se stabilise très rapidement. La mesure des tensions se faisant par comparaison avec la tension fournie par une pile-étalon incorporée, les instabilités de l'alimentation ne peuvent perturber les résultats.

Mes connaissances en électronique ne me permettent pas d'adopter, vis-à-vis de cet ensemble, d'autre attitude que celle d'un utilisateur passif. Cependant, certains contrôles très simples permettent de s'assurer que la confiance mise dans cette instrumentation est pleinement justifiée. Par exemple, l'intersection satisfaisante du faisceau des droites de Bouguer atteste la fidélité en sensibilité ; la proportionnalité de la réponse aux flux est très facilement contrôlable sur une région brillante de la lumière zodiacale en substituant rapidement l'un à l'autre différents diaphragmes dont les surfaces sont bien connues, etc...

CHAPITRE V

Observations d'étalonnage ; pôle et hauteurs multiples. Luminance du continuum atmosphérique.

V-1. Étalonnage absolu des réponses.

Les déviations données par le champ étudié S à travers les filtres 1 et 2, sont dues à un mélange de plusieurs continuums, et à une radiation monochromatique, respectivement. Elles doivent être converties en unités absolues qui seront, en accord avec le choix de la majorité des observateurs :

— pour 1, la luminance que donnerait, s'il était étalé sur l'angle solide S, le flux d'une étoile de type spectral G2 V de magnitude V égale à 10 dans le système U. B. V. ; cette unité est simplement appelée « étoile » dans ce travail, lorsqu'il n'y a pas de confusion possible ;

— pour 2, le « rayleigh » (10^6 quanta par seconde dus à la transition considérée, dans une colonne cylindrique de 1 cm^2 de section traversant norma-

lement et complètement la couche ionosphérique émissive).

L'expression des luminances 1 en étoiles se fait par un raccordement photométrique à certaines étoiles de comparaison utilisées comme étalon, avec la sécurité que donne pour ce raccordement un montage de FABRY bien mis au point (ch. IV, § 2, *b*).

J'ai sélectionné dans ce but 4 étoiles, dans la liste de JOHNSON et MORGAN [55] pour le système U. B. V. ; ce sont les seules de cette liste qui étaient à la fois de type solaire (ou très voisin) et favorablement placées dans le ciel pour la méthode de BOUGUER.

TABLEAU V, 1

NUMÉRO [55]	SPECTRE	V	B
—	—	—	—
20	G2 V	4,94	5,57
123	G0 V	4,30	4,86
127	G5 V	4,98	5,69
288	G2 V	5,75	6,41

La comparaison de ces étoiles deux à deux, à travers le filtre 1 à 5020 Å, donne des différences de magnitudes monochromatiques (différences d'ordonnées-à-l'origine entre les intersections moyennes des deux faisceaux de droites de BOUGUER). Elles sont très voisines de celles que l'on peut calculer à partir des nombres du tableau V, 1, en adoptant 4425 et 5539 Å pour longueurs d'ondes équivalentes en B et en V [31, p. 46], étant admis que la différence de magnitude monochromatique est une fonction linéaire de λ et qu'en conséquence nous aurons à 5020 Å :

$$\Delta m = \frac{0{,}595\ \Delta m_V + 0{,}519\ \Delta m_B}{1{,}114}.$$

L'écart moyen observation — calcul a été de 2,5 centièmes de magnitude pour l'ensemble de ces comparaisons. Les étoiles n^{os} 20 et 288 ont été choisies comme étalons primaires, les étoiles n^{os} 123 et 127 étant considérés comme équivalentes dans le filtre 1 à des étoiles G2 V de magnitudes V égales à 4,27 et 5,02 respectivement.

Ces quatre étoiles ont été directement utilisées comme étoiles de BOUGUER dans les observations de Tenerife, et observées à ce titre chaque nuit. Dans les observations à Saint-Michel au télescope de 60 cm, ces étoiles de MORGAN étaient beaucoup trop brillantes pour être photométrées chaque nuit sans exiger de fréquentes modifications des constantes de l'appareillage électronique (tension, shunts...), et ceci m'a amené à les compléter par quelques étoiles de comparaison intermédiaires, soigneusement raccordées avec les précédentes, et qui servaient chaque nuit à la fois d'étoiles de BOUGUER et d'étalon secondaire.

Le passage de l'angle solide S du diaphragme à l'angle solide unité ($^0\square$) n'offre pas de difficulté. Le chiffre que donnent les caractéristiques des miroirs et la mesure du diaphragme peut être aisément contrôlé en laissant une étoile équatoriale traverser diamétralement le diaphragme, et en chronométrant les réactions du photomultiplicateur, l'entraînement horaire étant coupé.

Pour faire l'étalonnage absolu en rayleighs des déviations 2, j'ai calculé comme le fait BARBIER [5] [6] l'équivalence entre l'unité stellaire pour la longueur d'onde 1 et le rayleigh par angström en adoptant les résultats d'ABBOT réduits et corrigés par MINNAERT [67] sur la luminance moyenne du disque solaire. En prenant pour cet astre la magnitude $V_\odot = -26{,}72$, il est possible de calculer qu'à 5020 Å on a :

$$1 \text{ rayleigh/angström} = 2{,}03 \text{ étoiles}/^0\square,$$

après quoi la connaissance de la transmission spectrale $t_1(\lambda)$ du filtre 1, de la transmission monochromatique t_2 du filtre 2 sur la raie, de la sensibilité spectrale $s(\lambda)$ du photomultiplicateur et de sa valeur particulière s_2 sur la raie, de la déviation millimétrique J d'une étoile-unité et du champ photométrique S($^0\square$) permet d'établir la formule suivante pour le passage des déviations millimétriques D_2 (après décontamination, voir formule 1,1) aux luminances cherchées en rayleighs :

$$(5,1) \qquad Q = \frac{\lambda_2 \int t_1(\lambda)\, s(\lambda)\, d\lambda}{2{,}03\ \lambda_1\, t_2\, s_2\, JS} \times D_2$$

où l'intégrale est étendue à toute la bande passante du filtre 1, et où le coefficient λ_2/λ_1 tient compte de ce qu'un quantum à λ 5020 Å n'a pas la même énergie qu'un quantum à λ 5577 Å.

Il va sans dire que les valeurs numériques adoptées dans l'expression stellaire du rayleigh/angström, ainsi que celles admises dans la précédente formule pour les fonctions de λ et autres constantes expérimentales, entraînent sur la détermination de ce rapport Q/D_2 une incertitude finale plus grande que dans l'étalonnage absolu des déviations 1, qui comme on a pu le remarquer ne fait pas intervenir les courbes spectrales des filtres ni du récepteur.

Le fait que Q ne soit connu qu'à une précision modeste est d'ailleurs sans importance pour le problème qui nous occupe. Si nous considérons une série homogène d'observations (même instrument, mêmes filtres, même cellule), il est évident que son exploitation complète ne nécessite nullement l'expression absolue des Q en rayleighs, puisque la luminance de [O I] 5577 n'est qu'un critère qui peut parfaitement être laissé en unités arbitraires (millimètres par exemple) sans le moindre inconvénient. L'évaluation absolue des déviations 2 n'a d'intérêt que dans la confrontation des résultats de différentes missions, entre lesquelles les conditions instrumentales ont pu changer en partie. Elle est nécessaire pour l'étude quantitative de la corrélation continuum atmosphérique — raie verte, mais il est essentiel de remarquer que les incertitudes de ce second étalonnage absolu sont sans incidence aucune sur la précision des luminances extraterrestres qui sont le principal objet de mon travail.

V-2. Observations du pôle.

La photométrie du pôle, régulièrement poursuivie à toutes les missions depuis 1961, a permis de mettre en évidence dans la grande majorité des cas la corrélation d'intensités I_P — Q_P qui se trouve à la base de la méthode. J'ai déjà donné à la figure II-4 un exemple de cette corrélation. Elle a presque toujours l'allure qu'on lui voit sur cette figure, c'est-à-dire (en parfait accord avec les observations de Barbier) celle d'une fonction croissante de pente modérée, ayant une ordonnée à l'origine. La dispersion des points autour de leur courbe moyenne, assez limitée pour que le phénomène puisse être utilisé (et traité comme une fonction dans les calculs du chapitre II) est cependant trop grande pour être attribuée aux erreurs de mesure. On est amené à considérer cette dispersion comme intrinsèque ; sans doute, à une étroite dépendance entre les mécanismes d'émission de [O I] 5577 et du continuum, à laquelle la corrélation elle-même doit son existence, se superpose-t-il un épiphénomène qui en estompe légèrement la netteté.

La courbure qui ressort des mesures de Barbier, et que cet auteur a interprétée théoriquement [8], a été plusieurs fois retrouvée, dès que l'amplitude des variations de Q_P était assez grande. Exceptionnellement, en se limitant à quelques nuits consécutives, il était possible de représenter la corrélation par une droite, ou même d'admettre que I_P était constant, ce qui correspond aux deux premières hypothèses successivement posées pour l'établissement des équations de réduction, qui sont alors les équations (2, 24) et (2, 25). Le cas général, et l'équation (2, 26) qu'il entraîne, est pourtant celui auquel il faut avoir recours dans l'ensemble.

On trouvera figure V-1 un second exemple de mesures du pôle : celles obtenues à Tenerife en janvier et février 1964.

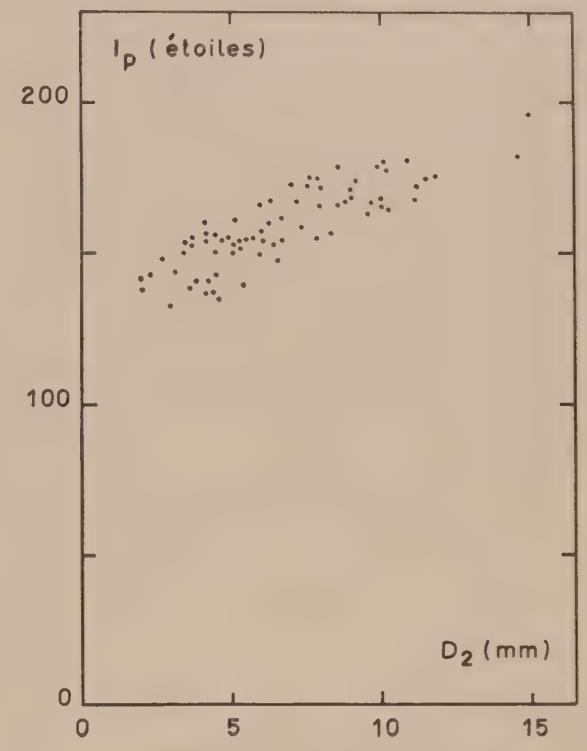


Fig. V-1. — Corrélation au pôle obtenue à Tenerife en en janvier-février 1964.

Tandis que cette corrélation a été correctement enregistrée pendant 7 lunaisons à l'Observatoire de Haute-Provence et 2 lunaisons à Tenerife, quelques époques ont fait exception, pendant lesquelles elle a subi de nettes perturbations. Il s'agit des :

— 2 *au* 10 *novembre* 1961 : tous les points du graphique étaient éparpillés au-dessus de la courbe très satisfaisante obtenue à la lunaison précédente. Les excès sur les ordonnées I_P ont été attribués à la contamination par les bandes de OH (9 — 2) et (6 — 0). La longueur d'onde 1 était en effet alors de 5260 Å, et on se trouvait dans une époque de maximum d'intensité du groupe B de Barbier. Depuis cette date, j'ai remplacé pour le filtre 1 λ 5260 par λ 5020 (voir chapitre I, § 3, A).

— 27 *octobre au* 2 *novembre* 1962 : brusque changement dans la courbe de corrélation, avec un accroissement considérable de I_P pour une même valeur de Q_P. Malgré les époques analogues, ce

phénomène ne paraît pas pouvoir être relié au précédent, et de toute façon OH n'en était plus responsable. La cause réelle de ce changement de corrélation, également bien apparent dans les enregistrements du Service du Ciel Nocturne de l'O. H. P., n'a pas été élucidée.

Ces échecs dans la recherche de la corrélation au pôle sont donc restés fort exceptionnels. Ils ne sont guère comparables avec ceux que semble avoir rencontrés systématiquement WEINBERG [85, p. 72] dans ses récentes observations aux îles Hawaii. Cet auteur, dans l'impossibilité d'observer une corrélation définie, met en doute l'existence du phénomène. Je pense qu'il a pu être victime soit des bandes de OH, puisque sa longueur d'onde de travail était de 5300 Å, soit du phénomène d' « arc intertropical » mis en évidence par BARBIER [9] et qui à la latitude géomagnétique des îles Hawaii est susceptible de troubler considérablement la corrélation 5577 — continuum, puisque dans cet arc la raie verte possède une composante qui n'est pas émise à 100 km d'altitude, et n'appartient pas au groupe A.

Dans les figures II-4 et V-1, les abscisses sont laissées en unités arbitraires, tandis que les ordonnées sont en « étoiles ». On constate que la luminance brute du pôle à Saint-Michel en septembre-octobre 1962 a varié entre 150 et 210 étoiles et qu'elle était légèrement plus faible à Tenerife au début de 1964. L'accord de ces nombres avec ceux obtenus par DUFAY dans ses mesures visuelles et photographiques de la région du pôle est fort bon ; les magnitudes équivalentes moyennes données par cet auteur pour 1°□ étaient en effet de 4,43 pour le domaine visuel et de 4,30 pour le domaine photographique, soit 169 et 191 étoiles respectivement, dans une première publication [28] et des nombres fort voisins dans une autre [32].

Ce n'est pas dans ce paragraphe que je puis logiquement donner les valeurs L_P de la luminance extraterrestre et L_{ZP} de la luminance zodiacale au pôle, puisque leur détermination est impossible avec les seules données du pôle, et ne peut se faire qu'après application de la méthode des hauteurs multiples, examinée plus loin.

V-3. Séparation des continuums extraterrestre et atmosphérique : méthode des hauteurs multiples.

J'ai montré au chapitre II comment la séparation des deux principales composantes de la lumière du fond du ciel était possible à partir de quelques groupes d'observations de points M, M′, M″, etc..., de la sphère des fixes, au cours de leur mouvement apparent. Puisque le cas réel des observations du pôle est en général celui d'une corrélation non linéaire, ce sont les formules du § 3, C qui seront applicables ici, et en particulier les expressions (2, 22) de x et de y.

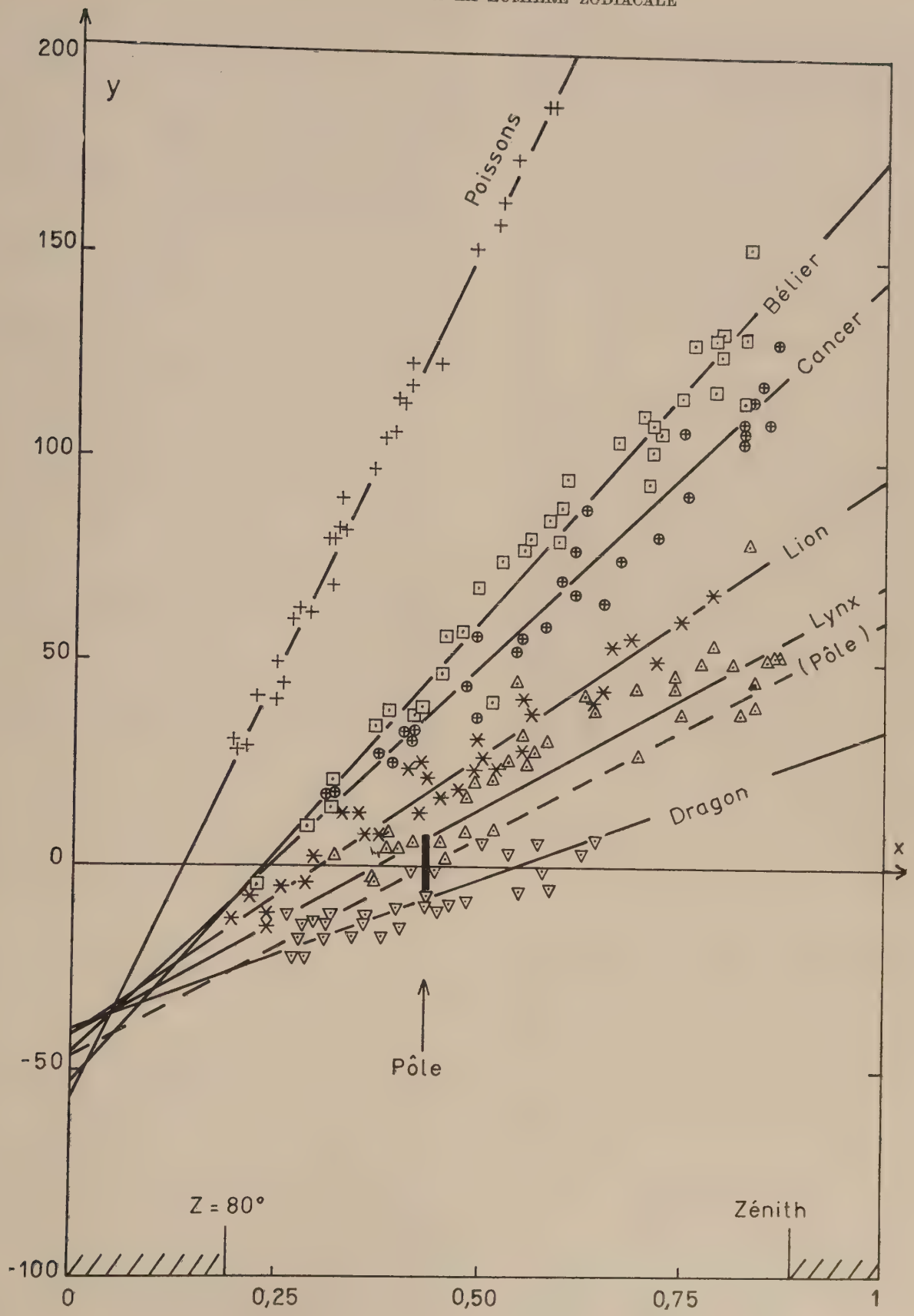
Les points M choisis sont en principe quelconques, mais doivent donner les plus grandes variations possibles de x, pour que les droites correspondantes soient bien définies. A Saint-Michel les distances zénithales d'observation allaient de 0 à 75° ; à Tenerife, de 0 à 80°. Les valeurs de x qui en résultent (puisque x ne dépend que de z) vont à Saint-Michel de 0,864 à 0,243, à Tenerife de 0,888 à 0,192 ; c'est un intervalle très suffisant pour que l'extrapolation des droites jusqu'à $x = 0$ soit sûre, pour peu qu'on le couvre effectivement dans sa plus grande partie.

Comme il est difficile d'avoir en une seule nuit suffisamment de pointés, on est conduit à étaler les observations sur plusieurs nuits, et à supposer par conséquent que pour chaque point M la lumière extraterrestre n'a pas varié. On va voir que la réduction des mesures justifie pleinement cette hypothèse, sous les seules réserves ci-après :

a) les coordonnées du point M doivent changer quelque peu d'une nuit à l'autre, pour que ce point soit toujours à la même distance angulaire du Soleil ; on définira en pratique chaque point M par sa latitude écliptique β et sa longitude écliptique rapportée au Soleil $\lambda - \lambda_\odot$; un éphéméride des coordonnées équatoriales de jour en jour sera nécessaire pour les observations ;

b) il faut se méfier des régions trop voisines du plan galactique. J'ai déjà conclu au chapitre III que $|b|$ devait excéder 20° ; mais ici, si l'observation d'un point M, étalée sur la quinzaine de nuits consécutives que fournit une lunaison, trouve ce point à $b = 20°$ la première nuit et à $b = 30°$ la dernière, des ennuis seront à attendre de la variation du fond stellaire $\varepsilon_{m_\star}$.

J'ai publié précédemment un graphique (x, y) de la méthode des hauteurs multiples appliquée à Saint-Michel en automne 1962 [36] où j'avais négligé la très faible courbure de la corrélation au pôle, conformément aux formules (2, 18). La figure V-2 montre le graphique fourni par les observations plus abondantes de Tenerife (hiver 1963-1964), où il est tenu compte cette fois de la courbure de corrélation, un peu plus accusée : la réduction est donc faite conformément aux formules (2, 22) et à la figure II-5. Les six points M étudiés, désignés chacun par la constellation où il



s FIG. V-2. — Résultats de l'application de la méthode des hauteurs multiples en janvier et février 1964 à Tenerife (comparer avec la figure II-5).

se déplaçait lentement pour suivre le Soleil, sont définis comme le montre le tableau V, 2 qui donne aussi, d'après la pente de chaque droite, les valeurs correspondantes de L :

TABLEAU V, 2

Point M	$\lambda - \lambda_\odot$	β	L
Poissons	60°	0	422
Bélier	90°	0	228
Cancer	180°	0	192
Lion	210°	0	138
Lynx	180°	+ 30°	111
Dragon	180°	+ 60°	73

Certes une dispersion existe autour de chaque droite (elle n'est autre que la dispersion intrinsèque de corrélation déjà rencontrée au pôle) ; mais il est difficile de ne pas voir dans le bon alignement d'ensemble de chaque série de points, et dans l'aire réduite d'intersection des 6 droites, non loin de l'axe Oy, un test favorable quant à la validité de la méthode. Les droites paraissent pivoter autour d'un point moyen dont l'abscisse serait vers $x = 0{,}05$ et non $x = 0$. Ce léger résidu provient des incertitudes dans l'établissement de la fonction $x(z)$, c'est-à-dire des corrections de diffusion et d'absorption atmosphériques par l'intermédiaire des fonctions $\Phi_1(z)$, $\Phi_2(z)$, $L_D(z)$, etc.... La complexité des phénomènes ne permettait guère d'espérer davantage.

On se souvient (chapitre II, § 3, C) que l'équation de l'une quelconque de ces droites est

$$y = Lx - L_P x_P \qquad (5, 2)$$

Or, l'intersection moyenne avec Oy possède l'ordonnée $-L_P x_P = -46{,}5$. Il en résulte pour le pôle $L_P = 108$ étoiles. Ce résultat peut aussi s'obtenir en joignant (trait interrompu) l'intersection moyenne avec le point moyen des observations du pôle ($x_P = 0{,}4313$, $y = 0$).

On trouvera ci-dessous les valeurs au pôle de L (lumière extraterrestre) et de L_Z (lumière zodiacale) ainsi obtenues au cours des deux principales missions consacrées en priorité à la méthode des hauteurs multiples. Pour le passage de L_P à L_{ZP}, j'adopte les composantes stellaires suivantes : $\varepsilon_{m_\bullet} = 14{,}6$ pour le télescope de 60 cm, $\varepsilon_{m_\circ} = 22{,}1$ pour celui de 30 cm.

Au cours des missions de 1963 à Saint-Michel, j'ai obtenu des résultats voisins, mais la quantité de mesures bien plus faible ne me permet pas de les avancer avec sécurité.

TABLEAU V, 3

	L_P	L_{ZP}
St-Michel, 1962 (59 pointés au pôle, 71 de hauteurs multiples	106	91
Tenerife, 1964 (73 pointés au pôle, 203 de hauteurs multiples)	108	86

Deux remarques me paraissent nécessaires sur la luminance du pôle :

— il paraît entièrement légitime *a posteriori* de la supposer constante sur l'ensemble d'une lunaison. Si nous nous étions refusé cette hypothèse de travail, il eût fallu chaque nuit de nombreuses observations du pôle, et le rendement du reste du programme en eût bien souffert. Puisque l'ensemble des observations du pôle pour une lunaison (et même deux lunaisons consécutives) se laisse représenter par une bonne corrélation telle que la figure V-1, c'est que L_P ne varie pas, ou très lentement.

— de telles variations lentes ne peuvent théoriquement être exclues. Puisque la coordonnée $\lambda - \lambda_\odot$ pour le pôle n'est pas constante, de légères variations annuelles peuvent en principe exister ; il n'est pas interdit d'en imaginer d'autres, en fonction du cycle solaire notamment. Je puis seulement dire que mes observations ne m'ont rien montré de semblable, mais c'est un problème qui dépasse le cadre d'une thèse et appelle un service régulier d'observations durant de nombreuses années.

V-4. La luminance du continuum atmosphérique dans le vert.

Cette luminance est fonction de celle de la raie verte ; c'est évidemment la luminance vraie, dans une direction normale à la couche émissive, et avant traversée de la basse-atmosphère, qui nous intéresse. C'est la quantité désignée dans l'introduction du chapitre II par $\Lambda(Q^{(m)})$. Nous avons vu que les observations du pôle permettent de la tabuler à une constante additive inconnue près β_0, et que cette indétermination est ensuite levée par la méthode des hauteurs multiples.

On trouvera figure V-3 cette corrélation vraie $\Lambda(Q^{(m)})$, telle que je l'ai obtenue à Saint-Michel en

automne 1962 (croix) et à Tenerife pendant l'hiver 1963-1964 (cercles).

Les intensités, tant en raie verte qu'en continuum, sont plus faibles à Tenerife qu'à Saint-Michel. Ceci s'accorde bien qualitativement avec les résultats de BARBIER, qui obtient à Tamanrasset (même latitude que Tenerife, à quelques degrés près) des intensités toujours inférieures à celles qu'il enregistre à Saint-Michel avec un photomètre analogue [5].

La façon dont se raccordent les deux séries de mesures sur la figure V-3 est fort satisfaisante, eu égard aux deux instrumentations complètement différentes.

La corrélation présente donc une courbure marquée, déjà signalée par BARBIER [8]. Cet auteur trouve que le continuum varie comme la puissance 0,71 de la raie verte ; mes observations se laissent mieux représenter par une fonction $(Q^{(n)})^{0,52}$. Je proposerai donc pour la corrélation étudiée l'expression approchée

$$(5,3) \qquad \underset{\text{(étoiles)}}{\Lambda} = 3,6 \sqrt{\underset{\text{(rayleighs)}}{Q^{(n)}}}.$$

C'est donc entre 15 et 75 étoiles que varierait, selon mes résultats, la luminance vraie dn spectre continu atmosphérique vers 5000 Å. Comme je n'ai pas de mesures effectuées en période de forte activité solaire, la limite supérieure de cet intervalle est sans doute légèrement sous-estimée.

La comparaison de ces chiffres avec ceux des autres auteurs (voir tableau I, 2) ne fait apparaître d'accord convenable qu'avec WEINBERG [85, p. 73], bien que cet auteur n'ait pas utilisé la corrélation elle-même. Tous les autres résultats sont plus élevés. Une remarque me paraît alors s'imposer :

— Si l'ordre de grandeur que je trouve pour la composante atmosphérique Λ est correct, il s'agit d'une source étendue dont la luminance zénithale varie dans le rapport de 1 à 5, avec 60 étoiles d'amplitude absolue. Comme on est souvent contraint de viser bas pour s'approcher du Soleil, la luminance de cette composante est multipliée par un facteur 2 à 2,5 (plus exactement, par le rapport $\frac{\Phi_1(z) \sec \theta}{\Phi_1(o)}$) et son amplitude de variations dépasse alors largement 100 étoiles. Ceci est précisément l'ordre de grandeur de la luminance d'origine interplanétaire loin de l'écliptique, et encore le quart ou la moitié de cette dernière, sur l'écliptique. Je pense alors qu'il est indispensable de tenir compte de telles variations dans la photométrie de la lumière zodiacale.

— Si mon résultat ci-dessus concernant Λ n'est pas exact, si les valeurs 2 à 6 fois plus fortes que trouvent les auteurs du tableau I, 2 (excepté WEINBERG) sont meilleures, cette composante est encore plus gênante pour la photométrie de la lumière extraterrestre, et il est encore plus dangereux de ne pas tenir compte de ses variations.

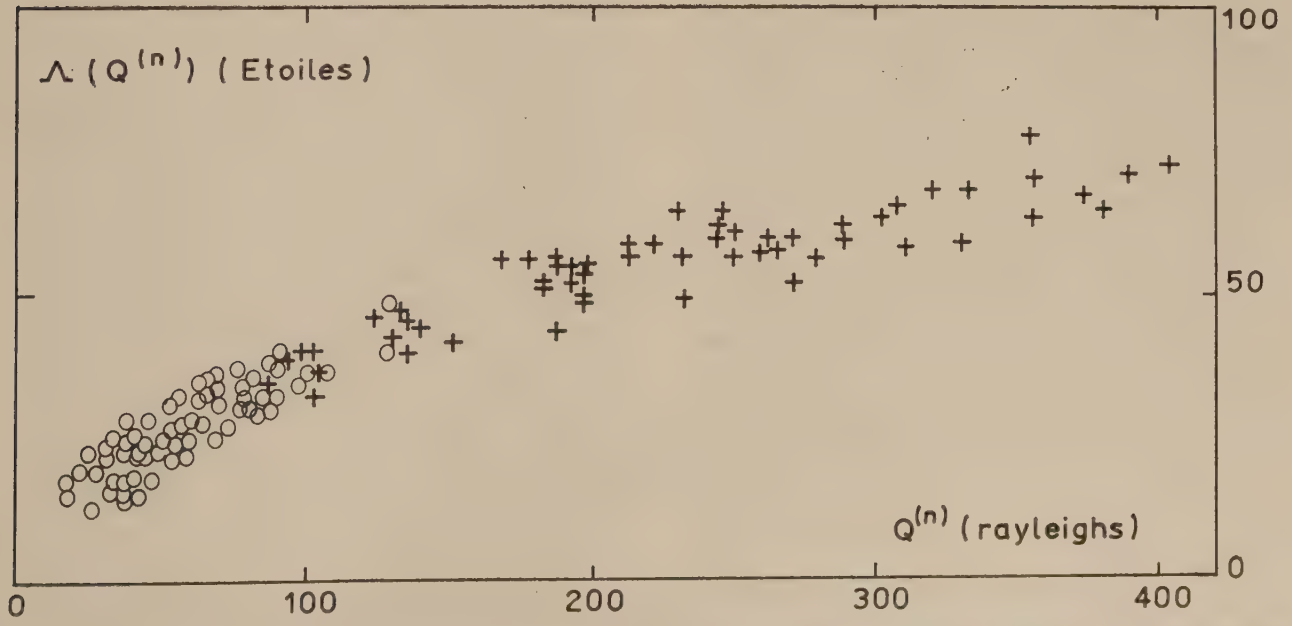


FIG. V-3. — Luminance du continuum atmosphérique à 5000 Å (en étoiles de 10e visuelle/°□) en fonction de celle de la raie verte, en rayleighs. Résultats des mesures d'automne 1962 à Saint-Michel (croix) et d'hiver 1964 à Tenerife (cercles), ramenés au-dessus de l'atmosphère et dépouillés de l'obliquité θ du pôle.

CHAPITRE VI

Photométrie de la lumière zodiacale et du gegenschein : résultats.

VI-1. Généralités.

Le présent chapitre va réunir les résultats de mon travail à l'exception de ceux concernant le continuum atmosphérique, qui ont été rattachés aux observations d'étalonnage bien qu'ils soient intéressants par eux-mêmes, et des résultats polarimétriques qui feront l'objet du dernier chapitre.

Différents problèmes peuvent être abordés grâce à l'outil que représente la méthode d'observation et de réduction précédemment exposée. Il va sans dire que je les ai seulement effleurés, depuis moins de trois ans que les détails de cette méthode sont définitivement établis (début 1962), après les trois autres années qu'a exigé leur mise au point. Le premier de ces problèmes est celui de la distribution dans le ciel du continuum interplanétaire, notamment loin de l'écliptique où les résultats sont rares et très discordants. Une autre question à résoudre, malgré une bibliographie abondante mais dont l'accord est médiocre, est celle de l'axe de la lumière zodiacale ; s'agit-il de l'écliptique ou d'un autre plan (plan invariable du système solaire ; plan équatorial solaire, etc...). Nous ne savons pas davantage d'une façon sûre si la faible tache observable dans la région anti-solaire et généralement désignée sous le nom de « gegenschein », a son maximum de luminance juste au point anti-solaire ou à des distances de ce dernier pouvant atteindre, selon les observateurs russes, plusieurs degrés ; la parallaxe de ce phénomène, si elle existe, est également inconnue. Un doute complet subsiste sur les éventuelles variations lentes de luminance de la lumière zodiacale et du gegenschein, en fonction du cycle solaire par exemple.

Ces différents problèmes devraient par ailleurs être traités non pas dans un seul domaine spectral comme je l'ai fait jusqu'ici ainsi que beaucoup d'autres auteurs, mais dans tous les domaines où le spectre de la luminescence atmosphérique le permet.

Encore cette énumération ne tient-elle compte que des principaux aspects observationnels de ces phénomènes, et ne fait-elle pas mention des lacunes que comporte l'interprétation, c'est-à-dire le problème final de la composition physico-chimique et de la véritable distribution spatiale de la matière interplanétaire.

Les résultats ci-après ne doivent être considérés que comme une première contribution, fort modeste, à quelques-uns de ces problèmes.

VI-2. Luminance d'origine interplanétaire le long de l'écliptique.

Il est sans aucun doute légitime de négliger dans une première approximation les petites dyssymétries par rapport à l'écliptique afin d'étudier comment varie la luminance L_Z du continuum interplanétaire le long de ce plan. Le paramètre à choisir est alors l'élongation par rapport au Soleil $\lambda - \lambda_\odot$. Beaucoup d'observateurs ont donné un graphique montrant les variations de L_Z en fonction de $\lambda - \lambda_\odot$ pour des domaines plus ou moins amples de ce paramètre. Assez peu vont au delà de l'élongation 90° ; Weinberg a récemment rassemblé ces différents résultats [86], en y ajoutant le sien. Cette comparaison fait ressortir, comme le montrait plus brièvement le tableau I, 1, des désaccords d'un facteur 2,5 à 40° du Soleil et d'un facteur 3,5 à 90° du Soleil.

La figure VI-1 rassemble mes observations à ce sujet de septembre 1962 à février 1964. Les cercles sont relatifs à la station de Saint-Michel, et les croix à celle de Tenerife. Les hiatus sont dus à la voie lactée. L'accord entre les deux séries de mesures n'est guère satisfaisant de 40° à 80° du Soleil, où les luminances de Tenerife sont de 25 % supérieures à celles de Saint-Michel. Ces derniers points représentent les observations dans le fuseau zodiacal du soir en février 1963 ; elles sont peu nombreuses, en raison du mauvais temps, et surtout les droites de Bouguer ayant servi à leur étalonnage absolu sont elles-mêmes rares et de qualité moyenne. Aussi me garderai-je bien de conclure sur des bases si fragiles que la luminance du fuseau zodiacal du soir ait augmenté d'un quart de février 1963 à février 1964. Cela ne signifie pas que je tienne ma méthode pour incapable de déceler à une année d'intervalle des variations intrinsèques de cette amplitude ; mais il faudrait avoir affaire à deux séries obtenues avec des instruments iden-

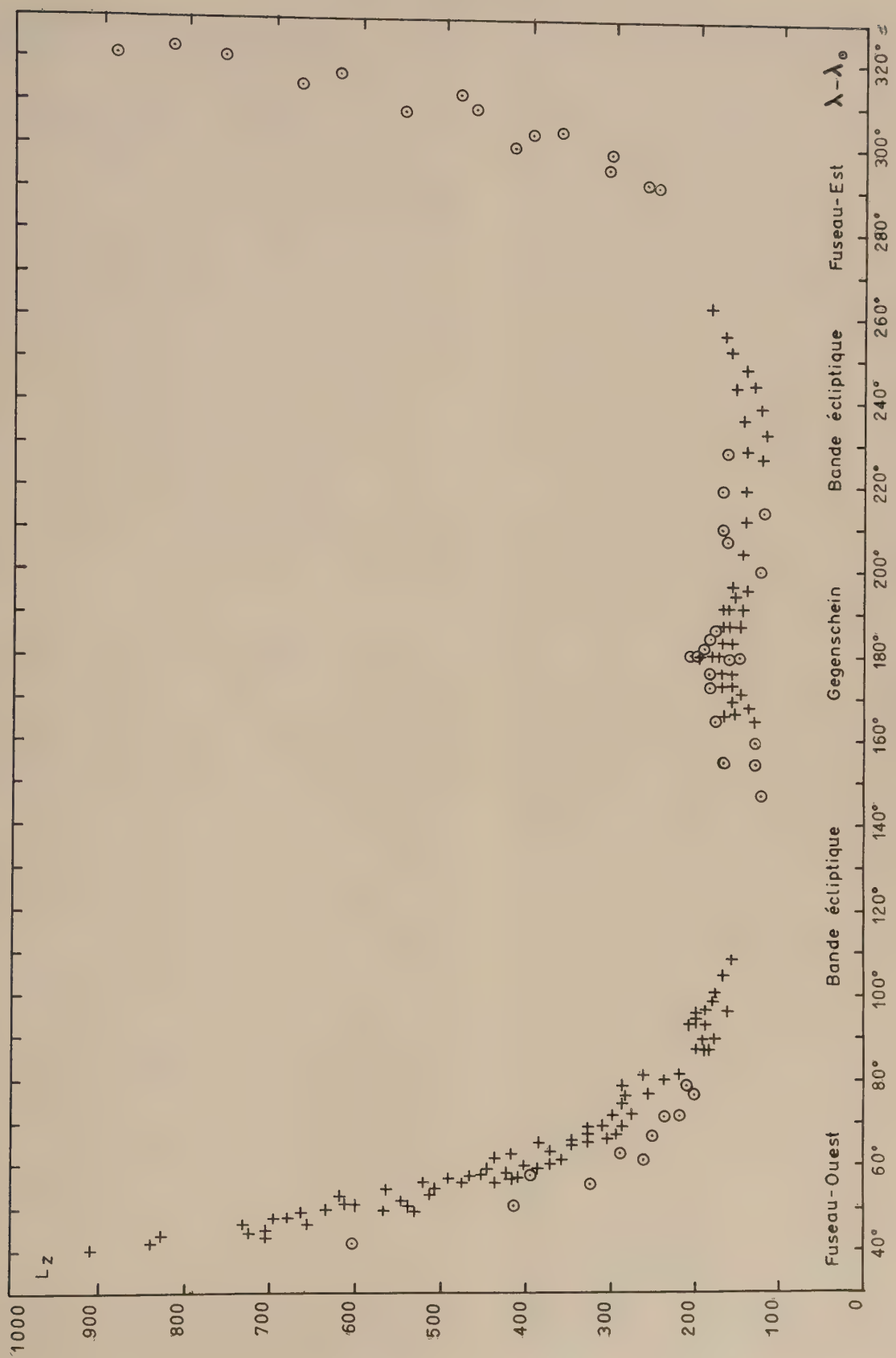


FIG. VI-1. — Luminance du continuum interplanétaire (ou lumière zodiacale) le long de l'écliptique, d'après les résultats de l'automne 1962 (cercles) et de l'hiver 1964 (croix).

tiques, et comportant toutes deux un nombre suffisant de belles nuits, ce qui n'est pas le cas ici.

Abstraction faite de ces incertitudes, l'accord entre les deux séries est assez bon, de même que la symétrie de l'ensemble par rapport à l'anti-soleil. La dispersion des points est un peu élevée pour pouvoir être attribuée aux erreurs expérimentales, aux fluctuations de transparence, etc.... Mais il est peu probable qu'elle traduise des fluctuations de la lumière zodiacale elle-même, car la moitié de cette dispersion est déjà explicable par les résidus que laisse dans la réduction la dispersion de corrélation $I_P - Q_P$, apparente sur la figure V-3 ($\pm$ 7 étoiles au zénith, $\pm$ 20 étoiles près de l'horizon). Mais si on recommençait la réduction des mêmes mesures dans l'hypothèse de la couche de Van Rhijn, c'est-à-dire sans tenir compte des valeurs locales et instantanées de la raie verte, on accroîtrait sensiblement la dispersion.

Le gegenschein est bien présent sur la figure VI-1. Il apparaît comme ayant en son centre, avec 180 unités en moyenne, une luminance excédant de 40 unités les deux minima fort plats qui prennent place à quelque 45° de part et d'autre de l'anti-soleil.

Mes résultats sont en très bon accord avec ceux de Peterson [69] et ceux de Behr et Siedentopf [10], qui s'arrêtent vers 90° d'élongation solaire. Weinberg, qui va jusqu'à l'anti-soleil, trouve des luminances supérieures aux miennes de 30 %, mais ce rapport est remarquablement constant tout le long de l'écliptique. Avec les autres observateurs, l'accord est partiel ou médiocre.

VI-3. Luminance d'origine interplanétaire loin de l'écliptique.

Sans avoir encore exploré systématiquement la sphère céleste en la couvrant d'un réseau très serré, je possède cependant d'assez nombreux résultats à des latitudes écliptiques d'au moins 30°, qui me permettent d'affirmer que le continuum interplanétaire ne se limite pas au zodiaque, mais recouvre bien l'ensemble du ciel avec une luminance très appréciable.

Outre les résultats au pôle déjà présentés, il faut rappeler ici les luminances extraterrestres obtenues à l'occasion de l'application de la méthode des hauteurs multiples (ch. V, § 3) pour le « Lynx » et pour le « Dragon », qui avaient donné 111 et 73 étoiles de lumière extraterrestre, respectivement. La correction stellaire $\varepsilon_{12.5}$ n'excédant pas en ces régions une quinzaine d'étoiles, on y retrouve donc le même ordre de grandeur de lumière zodiacale qu'au pôle.

Le pôle de l'écliptique est un point particulièrement important. Je le choisis comme l'un des points M des hauteurs multiples lorsque son mouvement diurne dans le ciel s'y prête ; il a cette supériorité sur les autres points M, de ne pas glisser lentement sur la sphère des fixes dans le courant de la lunaison, pour satisfaire à la condition $\lambda - \lambda_\odot =$ constante, et d'être par suite rigoureusement stable quant à la correction stellaire. C'est ainsi qu'à Saint-Michel en septembre-octobre 1962 j'avais trouvé en ce point L = 83 étoiles [36]. La correction stellaire ε_{14} (qui n'était pas faite dans la dite publication) y valant 17 étoiles, le pôle de l'écliptique brillerait encore de 66 étoiles de lumière zodiacale. Les mêmes mesures reprises en février 1963 ont donné 89 — 17 = 72 étoiles ; à Tenerife, avec $\varepsilon_{12.5} = 26$ étoiles, j'ai trouvé 96 — 26 = 70 étoiles.

Je propose donc pour le pôle de l'écliptique le chiffre de :

$$L_z = 70 \text{ étoiles.}$$

De plus, une quarantaine de pointés effectués à des latitudes écliptiques de $\pm$ 30° et $\pm$ 60° et à des élongations variées, s'ajoutant aux observations beaucoup plus abondantes dans la région du zodiaque, me permettent de proposer un modèle pour la distribution du continuum interplanétaire sur la sphère céleste ; c'est celui de la figure VI-2, représentant le quart du ciel en projection de Lambert, en coordonnées $\lambda - \lambda_\odot$ et β. Il s'agit bien entendu d'une moyenne schématique, ne tenant pas compte des petites dyssymétries qui seront examinées plus loin.

Ce modèle peut être rapproché de celui récemment donné par Roach et Smith [74] ; l'accord est bon en certains points du ciel, les divergences atteignent 40 % en d'autres points.

Les luminances trouvées par Weinberg à plus de 30° de l'écliptique [85, pp. 85 et 86, ligne 10] sont 2 à 3 fois supérieures aux miennes. L'assez bon accord entre cet auteur et moi-même le long de l'écliptique, cesse donc hors de ce plan.

VI-4. Le problème de l'axe de la lumière zodiacale.

De nombreux observateurs se sont consacrés depuis longtemps par des moyens visuels, photographiques ou photoélectriques, à déterminer la position de « l'axe photométrique » de la lumière

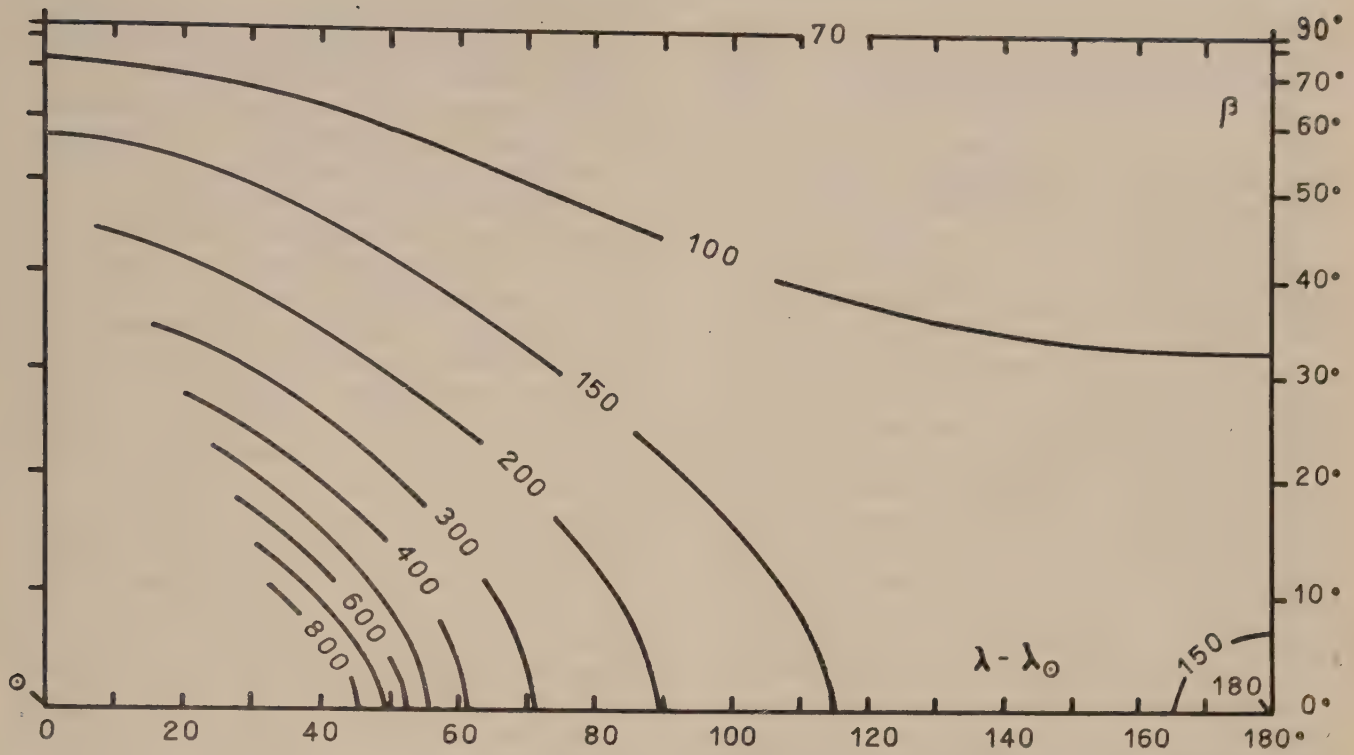


FIG. VI-2. — Modèle proposé pour la distribution de luminance du continuum interplanétaire sur l'ensemble du ciel (la figure représente le quart du ciel en projection de Lambert).

zodiacale, c'est-à-dire la ligne de crête de la surface des luminances. On peut citer MARCHAND [63], SCHMID [77], HOFFMEISTER [52], DONITCH [26], FESSENKOV [42] [43], DAUVILLIER [21], BEHR et SIEDENTOPF [10], BLACKWELL et INGHAM [12], HURUHATA [53] [54], DIVARI et ASAAD [25], etc.... La plupart d'entre eux proposent des interprétations concernant le plan réel de symétrie dans l'espace du nuage de matière interplanétaire, qui serait selon le cas l'écliptique, le plan invariable du système solaire, le plan équatorial solaire, le plan orbital de Jupiter, etc.... Certains font de plus mention de déformations rapides de l'axe et des isophotes des fuseaux, qui pourraient changer d'une nuit à l'autre ou même dans le courant d'une nuit.

Je possède moi-même de 1962 à 1964 une quinzaine de nuits d'observation consacrées à ce problème, pendant lesquelles j'ai couvert une partie du zodiaque d'un quadrillage assez serré de pointés. Les mailles en sont de 3 ou 4°, et les observations sont faites à distance zénithale constante lorsque cela est possible.

J'estime que mes observations sont encore trop peu nombreuses pour que je puisse proposer moi-même un modèle dans cette délicate question. Sans doute interviendrai-je plus utilement en soulignant certains écueils auxquels je me suis heurté.

Les déviations de l'axe de la lueur par rapport à l'écliptique, lorsqu'on en trouve, sont toujours faibles, de l'ordre de un ou deux degrés le plus souvent. Dès lors, il est évident que les irrégularités de la distribution des sources parasites atmosphérique et stellaire risquent de déformer les isophotes et de conduire à des conclusions inexactes. Je ne reviendrai pas ici sur la composante stellaire, ayant assez montré au chapitre III pourquoi et comment il convenait d'en atténuer l'intensité. Je voudrais par contre discuter sur un exemple numérique les effets auxquels on doit s'attendre de la part du continuum atmosphérique lorsqu'il n'est pas tenu compte de ses variations d'un point à l'autre du ciel et d'un instant à l'autre.

A peu près tous les observateurs déterminent l'axe de leur fuseau d'une manière unique et d'ailleurs très simple, qui consiste à mener aux isophotes, d'allure parabolique, des cordes normales à l'écliptique et à en chercher les milieux. C'est la méthode que j'utilise moi-même. Supposons donc qu'une telle corde, de 30° de longueur, soit menée à 60° d'élongation solaire à l'une des isophotes ; représentons (fig. VI-3) en fonction de la latitude écliptique la luminance L_Z observée le long de cette corde et de ses prolongements, c'est-à-dire d'une section du phénomène à $\lambda - \lambda_\odot$ constant.

Si la corde concerne l'isophote 250 par exemple, on pourra la reporter sur la figure VI-3, et son milieu M indiquera alors que l'axe se trouve à 1° au nord de l'écliptique. Mais si les ordonnées de la courbe, au lieu de représenter des luminances zodiacales rigoureusement corrigées du continuum atmosphérique, contiennent des erreurs issues des irrégularités de ce phénomène, si l'ordonnée du point A est erronnée par défaut de 10 unités par exemple et celle de B par excès de la même quantité, il est clair (courbe en pointillé) que la conclusion précédente sur l'axe de la lueur était sans aucune consistance. Compte tenu de la pente aux points A et B (environ 10 étoiles/degré), le nouveau milieu M′ vient en effet se placer juste sur l'écliptique. Et, vu que de nombreux auteurs ont publié des isophotes de fuseaux ayant toutes la même allure générale, et qu'à 60° du Soleil il n'y a pas plus de 50 % d'écarts entre leurs luminances et les miennes, je ne crois pas que la valeur avancée ci-dessus en ce qui concerne la pente puisse être bien contestée dans son ordre de grandeur.

Il suffirait donc que le continuum atmosphérique ait été plus intense de 20 unités en B qu'en A pour que la recherche de l'axe devienne fallacieuse. Or, les fuseaux sont nécessairement observés assez bas, et la fonction $\Phi_1(z)$ sec θ de la formule (2, 12) prend au moins la valeur 2, de sorte qu'une fluctuation de 10 unités du continuum vrai A est en réalité suffisante. Une semblable différence pour deux points distants de 30° dans le ciel (et qui de plus ne seront pas observés au même instant s'il s'agit de mesures photoélectriques) doit être malheureusement considérée comme possible. La dispersion qui apparaît dans la figure V-3 montre même qu'un tel écart pourrait survenir alors même que la raie verte aurait présenté la même intensité $Q^{(n)}$ dans ces deux pointés. Cela revient à dire que les artifices auxquels j'ai eu recours en vue de neutraliser les fluctuations du continuum atmosphérique sont à peine suffisants pour tenter avec de raisonnables chances la détermination de l'axe photométrique de la lumière zodiacale.

Il est évident que les incertitudes sont encore plus grandes sans le secours de la raie verte, c'est-à-dire lorsque le continuum est considéré comme une couche de Van Rhijn. Quant aux anciennes mesures visuelles, tributaires non seulement du continuum mais de toutes les autres émissions atmosphériques qui intéressent la vision nocturne, on doit considérer leur poids comme plus faible encore.

Il se peut que ces conclusions soient trop pessimistes, car il existe des nuits où l'intensité des émis-

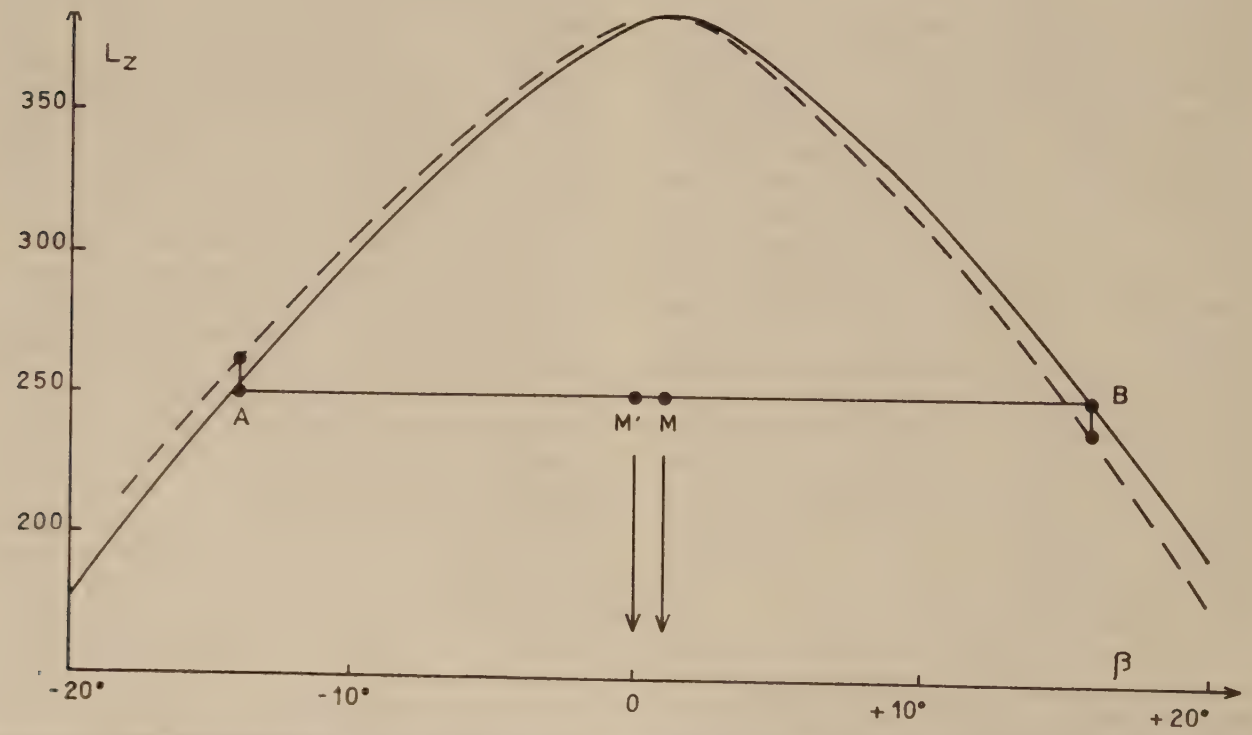


Fig. VI-3. — Variations de la luminance interplanétaire dans une section d'un fuseau zodiacal perpendiculairement à l'écliptique ; influence des incertitudes sur la composante atmosphérique pour la détermination de l'axe de ce fuseau.

sions atmosphériques varie relativement peu ; d'autre part, avec de très nombreuses mesures, peut-être est-il permis de penser que les irrégularités du continuum vont plus ou moins s'effacer statistiquement (mais cela n'est absolument pas prouvé, car le comportement de la luminescence nocturne suit des lois complexes qui ne paraissent pas être celles du hasard, avec des azimuts privilégiés, des heures privilégiées, etc...). De toute façon, et plusieurs auteurs l'ont dit avant moi, les variations du ciel nocturne interposé sont la principale source d'incertitudes dans la photométrie de la lumière zodiacale, de sorte qu'en attendant les futures observations en satellite artificiel, une méthode au sol qui tienne compte autant que faire se peut des vicissitudes de cette composante atmosphérique, me paraît avoir son utilité.

Voici maintenant les résultats qui se dégagent de mes observations de 1962 à 1964.

L'axe photométrique paraît systématiquement décalé au sud de l'écliptique en automne (septembre-octobre 1962) et au nord de l'écliptique en hiver (février 1963 ; janvier-février 1964). Ce décalage est de l'ordre du degré dans les fuseaux (à moins de 90° du Soleil) ; aux grandes élongations solaires, supérieures à 120°, — *mais abstraction faite du gegenschein dont il va être question séparément* — il atteint généralement 2° ou 2°5.

Bien que l'homogénéité des deux groupes (automne, hiver) soit satisfaisante, j'ai dit que mes observations n'étaient pas assez nombreuses pour me permettre de proposer une interprétation quant au plan de symétrie du nuage interplanétaire. Je me bornerai pour le moment à dire qu'il ne peut s'agir de l'écliptique lui-même. Pour trancher en faveur de tel ou tel autre plan passant par le Soleil (équateur solaire, plan invariable du système solaire, etc...) et que la Terre ne croiserait donc que deux fois l'an, il faudrait programmer des observations au voisinage des époques où la Terre se trouve justement dans le plan de symétrie présumé du nuage (aux autres époques, le rayon visuel chemine de part et d'autre du plan envisagé, et l'interprétation des observations en est singulièrement plus confuse). Ces époques sont les suivantes : Pour l'équateur solaire, dont le nœud ascendant est à la longitude de 73° : Début juin et début décembre. Pour le plan invariable, ou « plan du maximum des aires » de LAPLACE ($\Omega = 105°$) : Courant juillet et courant janvier. Ce dernier plan n'est incliné que de 1°6 sur l'écliptique ; mais l'équateur solaire l'est de 7°2, et un semblable décalage, s'il existe, ne paraît pas pouvoir échapper à de bonnes observations.

VI-5. Le problème de la position du gegenschein.

Cette légère recrudescence du fond du ciel nocturne à l'opposé du Soleil n'est peut-être qu'un accident purement optique de la lumière zodiacale, dû à la valeur particulière de l'angle de diffusion. D'autres théories admettent que son existence est réelle, comme celle de GYLDEN et MOULTON, qui suppose qu'une accumulation de matière interplanétaire se forme au point de libration du système Soleil-Terre qui est à 0,01 Unité Astronomique de la Terre dans la direction de l'anti-soleil. L'école russe (FESSENKOV, ASTAPOVICH et leurs collaborateurs) admet l'existence d'une queue terrestre, expulsée de notre atmosphère par la pression de radiation solaire, et que nous verrions suivant son axe.

Je pense que la solution définitive de cette question est elle aussi promise aux observations extra-atmosphériques en satellite artificiel. Des observations au sol sont cependant profitables à condition que la forme de la lueur puisse être reconstituée sans trop d'incertitude, débarrassée le mieux possible des sources parasites. Il n'y a guère d'autres possibilités de mettre les différentes théories à l'épreuve. Il est certain, par exemple, que des décalages systématiques de la lueur par rapport au point anti-solaire s'interpréteraient immédiatement dans l'hypothèse russe en supposant la queue terrestre légèrement incurvée comme celle d'une comète, tandis qu'ils constitueraient vis-à-vis des autres théories une sérieuse objection.

De tels décalages ont été fréquemment constatés, entre autres par DIVARI [22] ROACH et REES [72] SAITO [76] ROBLEY [75], et j'obtiens moi-même parfois des isophotes assez dyssymétriques. Je ne puis cependant que reprendre à propos du gegenschein les remarques du paragraphe précédent au sujet de la déformation des isophotes de la lumière zodiacale par le continuum atmosphérique non uniforme et non stable. S'il est vrai que l'observation peut cette fois se faire à des distances zénithales modérées, ce qui est un progrès, il est également vrai que le gradient de luminance dans le gegenschein est 3 ou 4 fois plus faible que sur les bords d'un fuseau zodiacal, de sorte que la situation y est encore plus critique. Pendant les trois heures qu'exige au minimum la réalisation d'un « quadrillage » d'une soixantaine de pointés (chiffre au-dessous duquel la définition des isophotes deviendrait insuffisante), le continuum atmosphé-

rique peut fort bien évoluer assez pour provoquer le décalage observé.

Les mesures photographiques présentent sur les mesures photoélectriques deux avantages certains pour le problème présent, qui sont la simultanéité et la continuité. J'entends par là que le bord ouest et le bord est de la lueur sont enregistrés en même temps et non à trois heures d'intervalle, et que l'information y est étalée de façon régulière et non pas concentrée en un petit nombre de points. Ces arguments m'avaient incité à entreprendre l'étude du gegenschein d'abord par voie photographique. J'avais utilisé dans ce but des systèmes optiques dont la variation de clarté du centre au bord du champ est aussi réduite que possible ; le dispositif le plus remarquable à cet égard est la caméra catadioptrique à grand champ, qu'Osterbrock et Sharpless [68] avaient déjà appliquée à la photographie de la lumière zodiacale et du gegenschein. La version de cet instrument réalisée à l'Observatoire de Bordeaux [34] était presque totalement exempte de vignettage. Pour l'avoir utilisée pendant deux ans (1958-1959) ainsi que d'autres instruments photographiques, j'ai cependant dû me rendre à la conclusion que la précision de la photométrie photographique est insuffisante pour l'étude de sources étendues aussi faiblement contrastées que le gegenschein, ou que la bande zodiacale.

Quant à la précision des observations photoélectriques du présent travail, elle trouve évidemment sa limite dans la dispersion de corrélation, atteignant au moins $\pm$ 7 étoiles au zénith, soit $\pm$ 8 étoiles aux distances zénithales modérées où le gegenschein culmine. Il en résulte une incertitude des plus regrettables dans le tracé des isophotes, et contre laquelle je ne puis rien faire. Mais au moins ne suis-je ainsi tributaire que de la dispersion, tandis que si je réduisais dans l'hypothèse de la couche de Van Rhijn, c'est-à-dire sans observer la raie verte, c'est de l'ensemble des variations du continuum que proviendraient les incertitudes, qui deviendraient alors difficilement tolérables.

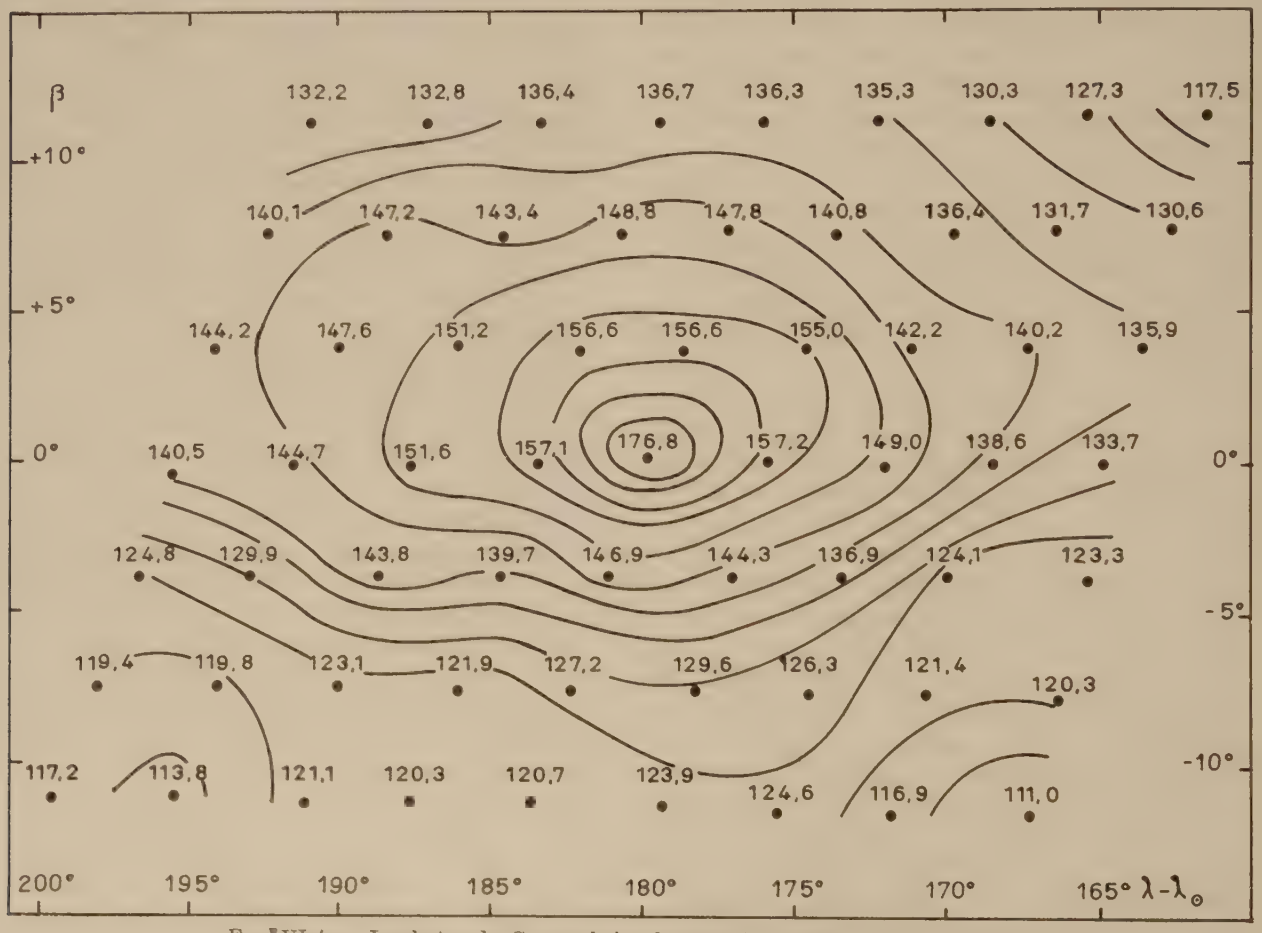


Fig. VI-4. — Isophotes du Gegenschein obtenues à Tenerife le 9 février 1964 (après réduction complète, les nombres représentant les valeurs de L_Z).

J'ai donné à ce propos dans une publication antérieure [37] l'exemple d'une nuit fort instable (Saint-Michel, 28-29 septembre 1962) où la raie verte s'est effondrée de $Q^{(n)} = 303$ à $Q^{(n)} = 123$ rayleighs entre le premier et le dernier pointés, distants d'un peu plus de 4 heures en temps et de 37° dans le ciel. En réduisant ce quadrillage d'abord selon la méthode habituelle, puis dans l'hypothèse de la couche de Van Rhijn, on obtient deux réseaux d'isophotes dont les différences sont frappantes ; et les conclusions qu'on eût pu tirer de cette observation en se contentant de l'hypothèse de Van Rhijn eussent été bien dénuées de fondement.

Je dispose de trois quadrillages de 63 pointés chacun obtenus à Saint-Michel en septembre-octobre 1962, et de trois autres obtenus à Tenerife en février 1964. Le décalage d'environ 2°5 au sud de l'écliptique (automne) ou au nord (hiver) dont j'ai parlé à propos de la bande zodiacale se retrouve nettement aux extrémités de ces quadrillages, à 10 ou 15 degrés de part et d'autre de l'anti-soleil ; mais il s'évanouit quand on s'approche de ce point, où se trouve toujours le maximum de luminance. Le quadrillage du 9 février 1964 (fig. VI-4) illustre ce résultat : Les isophotes 140 et 145 ont incontestablement un axe moyen de symétrie situé vers 2°5 plus haut que l'écliptique ; ce décalage faiblit pour les isophotes 150 à 165, et finalement disparaît. Je ne saurais attacher d'importance à la dyssymétrie de certaines isophotes, non plus qu'à cette sorte de « marais » qui affecte le bas du quadrilatère. De petits effets qui ne se retrouvent pas d'une nuit à l'autre sont entièrement imputables à la dispersion de corrélation.

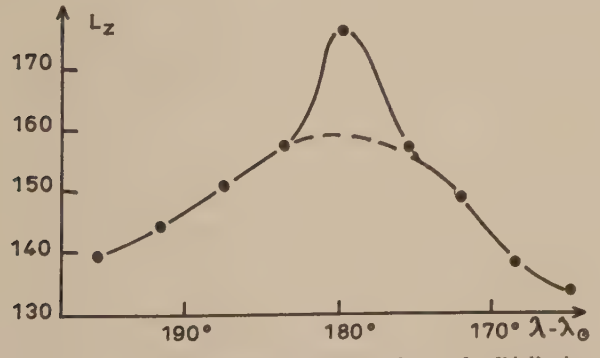


Fig. VI-5. — Coupe longitudinale (le long de l'écliptique) de la surface des luminances dans la région du Gegenschein.

J'estime en revanche qu'il y a lieu d'être attentif à la variation assez inattendue de la luminance le long de l'écliptique, telle qu'elle est reportée pour cette même nuit sur la figure VI-5. L'aspect de cette courbe n'est en effet pas particulier à cet exemple, mais semble être général. Les brusques changements de courbure ne suggèrent-ils pas en effet la superposition de deux phénomènes distincts :

— l'un, au rofil doux, serait celui qui s'étend sur plusieurs dizaines de degrés d'après la figure VI-1, et qui aurait toutes chances d'être purement optique, c'est-à-dire lié seulement à l'indicatrice de diffusion des particules interplanétaires ;

— l'autre, plus abrupt, constitué par une tache ne dépassant pas 8 ou 10° de diamètre et une quinzaine d'étoiles d'intensité, centrée à l'anti-soleil. Une interprétation de ce dernier phénomène faisant appel à son existence réelle pourrait ne pas être exclue. Une coupe transversale des isophotes, passant par l'anti-soleil, montrerait de même (fig. VI-6) que sur une bande écliptique de profil modéré, sensiblement axée vers $\beta = +2°$, vient se greffer une pointe plus fine, centrée sur l'écliptique.

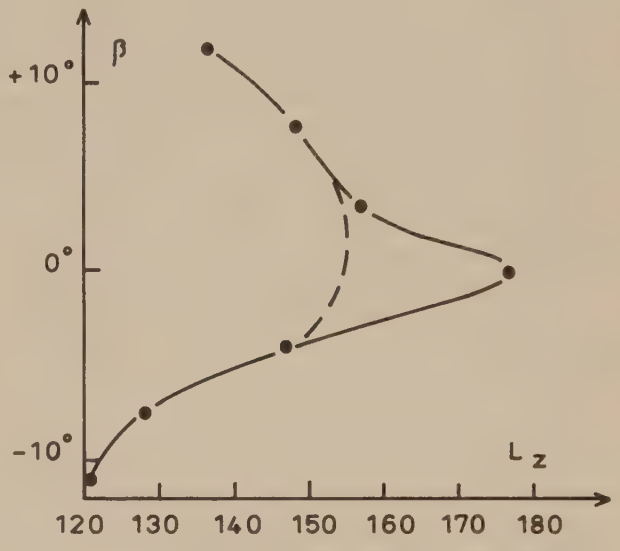


Fig. VI-6. — Coupe transversale (à ascension droite constante) de la surface des luminances dans la région du Gegenschein.

Il suffirait d'ailleurs de supprimer dans le quadrillage de la figure VI-4 le point anti-solaire et les 6 points qui lui sont contigus, pour voir disparaître pratiquement toute tendance de l'axe photométrique à s'infléchir vers l'écliptique. On peut même s'en rendre compte en recouvrant la figure VI-4 d'un cache circulaire de 10° de diamètre centré à l'anti-soleil.

Des observations plus nombreuses me semblent vivement souhaitables pour mettre à l'épreuve cette hypothèse.

VI-6. Variations de luminance de la lumière zodiacale et du gegenschein en fonction du temps.

De telles variations ont été décrites par de très nombreux auteurs, surtout sur des observations visuelles. On peut se référer à ce sujet aux exposés historiques anciens ou récents, tels que ceux de De Mairan [62], de Fessenkov [42], de Dauvillier [21], etc....

Bien avant que la découverte de la luminescence atmosphérique puisse venir jeter le doute sur la réalité de ces variations, on voit De Mairan [62, p. 39] après avoir rapporté les observations et notamment celles de Cassini, avouer qu'il a « de la peine à croire qu'il y ait toujours de la réalité dans ces changemens, et qu'ils ne soient pas dûs le plus souvent à de simples apparences ». Cette opinion, bien que vieille de deux siècles, ne diffère pas de la mienne.

Il ressort d'une étude historique de J. Dufay [29] que c'est pendant les deux années qui précèdent un minimum d'activité solaire que lumière zodiacale et gegenschein ont été le plus souvent remarqués et étudiés. Cela peut provenir d'un effet intrinsèque, mais aussi d'une simple amélioration du contraste de ces lueurs due à la faiblesse relative de la luminescence atmosphérique pendant ces époques. Barbier conclut de son côté [3] que « la réalité des variations annoncées par divers observateurs ne lui paraît pas établie ».

Je ne saurais affirmer que de telles variations intrinsèques ne puissent se produire, simplement pour n'en avoir pas rencontré jusqu'ici de très consistantes. En revanche, il n'y a pas de doute que la luminescence atmosphérique est responsable d'une partie au moins des variations constatées de la luminance brute ; et qu'elle n'en soit pas l'unique origine reste entièrement à prouver.

En extrayant systématiquement d'une même série d'observations les nuits les plus intenses en raie verte d'une part, et les plus faibles d'autre part, je pourrais donner beaucoup d'exemples de couples d'observations du même point du ciel ($\lambda - \lambda_\odot$ et β constants) qui eussent présenté de nettes variations dans une réduction supposant le continuum atmosphérique inchangé. Ces variations deviennent le plus souvent insignifiantes après le véritable processus de réduction.

A Saint-Michel, pendant les nuits du 27 septembre et du 4 octobre 1962, j'ai visé l'anti-soleil à travers 100 et 340 rayleighs de raie verte successivement (valeurs de $Q^{(m)}$). En réduisant d'après la moyenne zénithale de 220 rayleighs, j'aurais trouvé que la luminance du centre du gegenschein était passée de 159 à 223 étoiles, soit 40 % d'accroissement ; la véritable réduction me donne 195 et 206, écart dénué de toute signification.

Dans d'assez rares cas, il subsiste des écarts plus importants. Je ne pense pas qu'ils puissent être pris en considération s'ils n'atteignent pas :

— 15 % à l'intérieur d'une série homogène d'observations, c'est-à-dire d'une lunaison exploitée avec une instrumentation rigoureusement invariable (le remplacement d'une lampe de l'adaptateur d'impédances, la réaluminiure des miroirs, etc... suffisant bien entendu à rompre l'homogénéité du groupe).

— 20 % pour des séries effectuées à des époques différentes avec le même instrument, dont l'entretien aura pu entraîner des modifications mineures du genre ci-dessus ;

— 25 % avec des instruments de caractéristiques différentes (les deux télescopes que j'ai utilisés, par exemple) ; et ceci sous réserve qu'à l'intérieur de chaque groupe, plusieurs droites de Bouguer de qualité convenable en assurent l'étalonnage absolu correct.

VI-7. Comportement de la raie [O I] 5577 Å dans les fuseaux zodiacaux et dans le gegenschein.

Une controverse s'était élevée dans les années 1950 à 1960 sur le comportement de la raie verte dans les régions brillantes de la lumière zodiacale, avec les publications de Karimov [57] [58] et de Kariagina [56], qui trouvaient qu'elle participait au renforcement général de luminance dans les fuseaux. Fessenkov a soutenu la réalité de ce renforcement zodiacal de la raie verte [44].

Telle n'était pas l'opinion dès 1935 d'Eropkin et Kozirev [41] ni de Cabannes et Dufay [15] ; ces derniers obtinrent un spectre où [O I] 5577 (ainsi que certaines autres émissions atmosphériques) avait la même intensité dans un fuseau et loin de celui-ci. Actuellement, c'est ce point de vue qui paraît le plus généralement admis, et il faut noter que les conclusions de Karimov et de Kariagina ont été ultérieurement infirmées par d'autres auteurs russes : Divari et Asaad [24], Gindilis et Parijskiy [47].

Mes propres observations me conduisent à me ranger très nettement du côté de ces derniers, car je n'ai jamais constaté la moindre corrélation entre les quantités L_z et $Q^{(m)}$ à la fin de mes réductions. Il est certain que si l'on s'en tenait aux déviations

brutes d_1 et d_2 à travers les filtres 5020 et 5577, on pourrait croire que cet effet existe, en voyant que les déviations d_2 ont elles aussi tendance à croître légèrement lorsqu'on traverse un fuseau. Mais s'il est tenu compte de la bande passante étroite mais non nulle du second filtre — et c'était l'objet de l'équation (1, 1) — cette tendance disparaît complètement.

On pourra comparer, à titre d'exemple, les isophotes du même fuseau (Tenerife, 8 janvier 1964) en L_Z et en $Q^{(m)}$, qu'on trouvera respectivement à gauche et à droite de la figure VI-7. Cet exemple, généralisable sans aucune réserve à l'ensemble de mes observations, montre que la lumière zodiacale et la raie verte sont deux phénomènes entièrement indépendants.

[O I] 5577 ne montre également aucune tendance à s'intensifier dans la région du gegenschein.

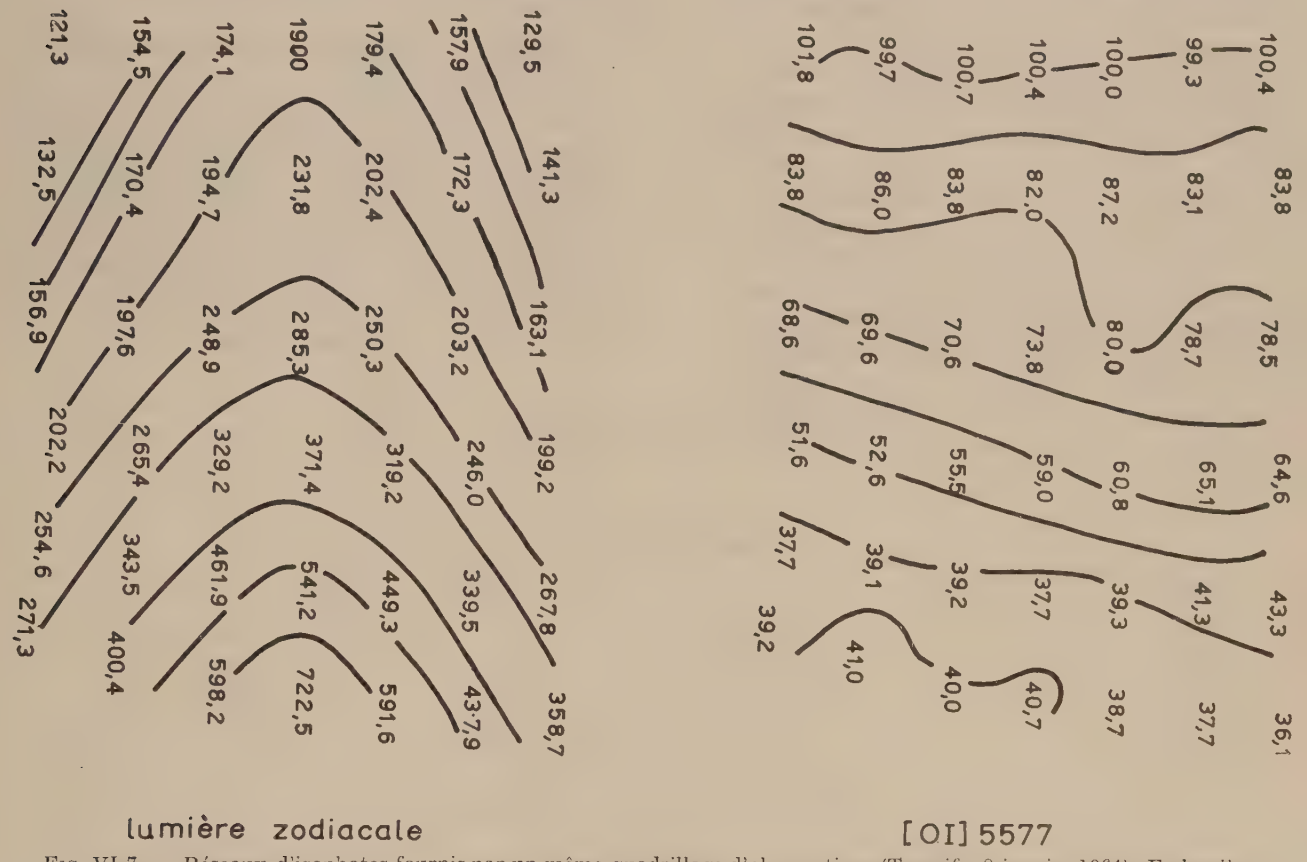


FIG. VI-7. — Réseaux d'isophotes fournis par un même quadrillage d'observations (Tenerife, 8 janvier 1964) : En lumière zodiacale, à gauche, et en raie verte, à droite. L'intensité de [O I] 5577 n'est pas renforcée à l'intérieur d'un fuseau zodiacal.

CHAPITRE VII

Polarisation de la lumière zodiacale

VII-1. GÉNÉRALITÉS.

J. DUFAY a montré en 1925 [27], puis dans sa thèse [28, p. 117] que les fuseaux zodiacaux diffusent une lumière partiellement polarisée, avec une proportion de lumière polarisée p passant par un maximum d'environ 15 % à quelque 60° d'élongation solaire ; loin de l'écliptique, le même auteur trouvait une faible polarisation, dont le plan était lié au Soleil, avec des valeurs de p de l'ordre de 4 %. Il attribua l'ensemble de cette polarisation, même hors de l'écliptique, au milieu interplanétaire.

Différents auteurs ont repris le problème depuis, dans l'écliptique le plus souvent, et en tenant

généralement compte d'une composante atmosphérique et d'une composante stellaire dans la lumière brute enregistrée. J'ai pensé qu'il serait intéressant d'appliquer la nouvelle méthode de calcul de ces composantes au problème polarimétrique de la lumière zodiacale, puisque de toute évidence les résultats dépendent beaucoup de l'évaluation de ces deux corrections.

a) *Choix de l'analyseur tournant.*

J'ai donc prévu un emplacement au voisinage du foyer du télescope de 30 cm pour introduire à volonté un dispositif « rotateur d'analyseur » permettant d'amener sur l'axe optique un analyseur, et de le faire tourner lentement à l'aide d'un petit moteur. Un tour complet s'effectue en 2 minutes environ.

Cet accessoire devait initialement recevoir un prisme de GLAN. Pour couvrir, compte tenu de la convergence des faisceaux, un diaphragme de 15 mm, il fallait un GLAN important et coûteux, et je me suis contenté en définitive d'un polaroïd. Malgré sa réputation moins bonne, ce genre d'analyseur très pratique s'est révélé parfaitement apte aux mesures, qui se font dans des intervalles spectraux fort restreints. En collant sur le diaphragme un second polaroïd fixe, j'ai pu vérifier que l'extinction était bonne, et la loi de MALUS fort convenablement satisfaite. Devant les autres causes d'imprécision (fluctuations des enregistrements ; dispersion de corrélation, etc...) il est peut-être un peu illusoire de rejeter systématiquement l'emploi d'un polaroïd, surtout en lumière quasi-monochromatique.

b) *État de polarisation des composantes atmosphérique et stellaire.*

Dans le même souci de ne pas compliquer inutilement des réductions déjà fort lourdes, j'ai admis que ces deux composantes ont une polarisation négligeable. Discutons cette hypothèse.

Je désignerai abréviativement par U la correction de luminescence et de diffusion atmosphérique, c'est-à-dire que j'écrirai la formule (2, 26) :

$$(7, 1) \qquad L = e^{\tau_1 M(z)} [I - U]$$

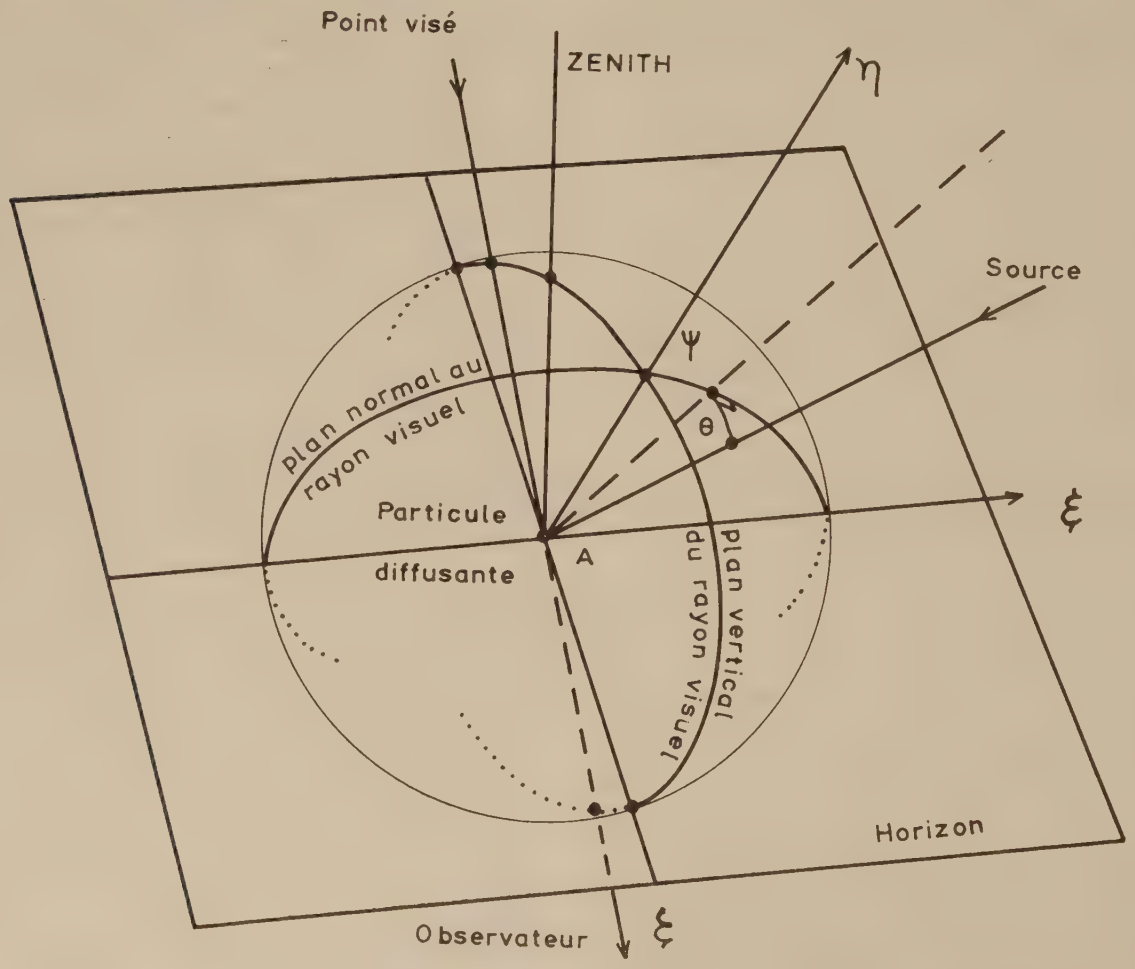


FIG. VII-1. — Diffusion de la lumière provenant de l'ensemble du ciel par une particule atmosphérique.

D'après les formules (2, 10) et (2, 11), U peut aussi s'écrire

$$(7, 2) \quad U = L_D + \sec\theta\, e^{-\tau_i M(z)}\, \Lambda + \Lambda_D$$

Les formules (2, 9) et (2, 10) donnaient d'excellentes expressions de L_D et de Λ_D, mais il est évident qu'en toute rigueur ces deux termes peuvent être partiellement polarisés, tandis que Λ ne l'est pas, par définition (lumière venant directement de la source, simplement affectée d'une absorption).

La lumière extraterrestre diffusée provient, comme on l'a vu au chapitre II, de la diffusion Rayleigh d'une voûte de lumière zodiacale et d'étoiles par les molécules d'air se trouvant sur le rayon visuel (les gouttelettes d'aérosols ne sont pas mises en cause pour des raisons déjà exposées). Cherchons à nous rendre compte du degré de polarisation que l'on peut attendre sur L_D quand on vise à une distance zénithale z. Pour que le problème ne soit pas inextricable, nous négligerons l'absorption atmosphérique, la diffusion multiple et les hétérogénéités de la source (voie lactée, fuseaux).

Considérons (fig. VII-1) un volume élémentaire dV contenant des molécules d'air, quelque part sur le rayon visuel. Menons par ce point A trois axes $A\xi$, $A\eta$, $A\zeta$: $A\zeta$ porté par le rayon visuel et orienté vers l'observateur O, $A\xi$ horizontal, le trièdre étant trirectangle et direct. Définissons l'orientation d'un rayon incident SA par son angle θ avec le plan $\xi A\eta$ (θ positif vers l'observateur) et par l'angle ψ que fait avec $A\eta$ la projection sur ce plan du rayon incident (ψ positif du même côté que ξ).

Un angle solide élémentaire de ciel autour du rayon moyen SA, angle solide que nous écrirons

$$d\omega = \cos\theta\, d\theta\, d\psi,$$

envoie sur dV un certain flux de lumière naturelle, proportionnel à $d\omega$. Le volume dV diffuse vers O un certain flux polarisé. D'après les lois de la diffusion moléculaire, le flux diffusé peut être décomposé en :

— un flux dû à la vibration normale au plan de diffusion SAO, qui sera proportionnel à $d\omega$;

— un flux dû à la vibration portée par le plan de diffusion, qui sera proportionnel à $d\omega \sin^2\theta$. Lorsque nous aurons intégré en θ et en ψ pour tout l'hémisphère céleste limité par l'horizon, si la lumière diffusée globale est affectée de polarisation,

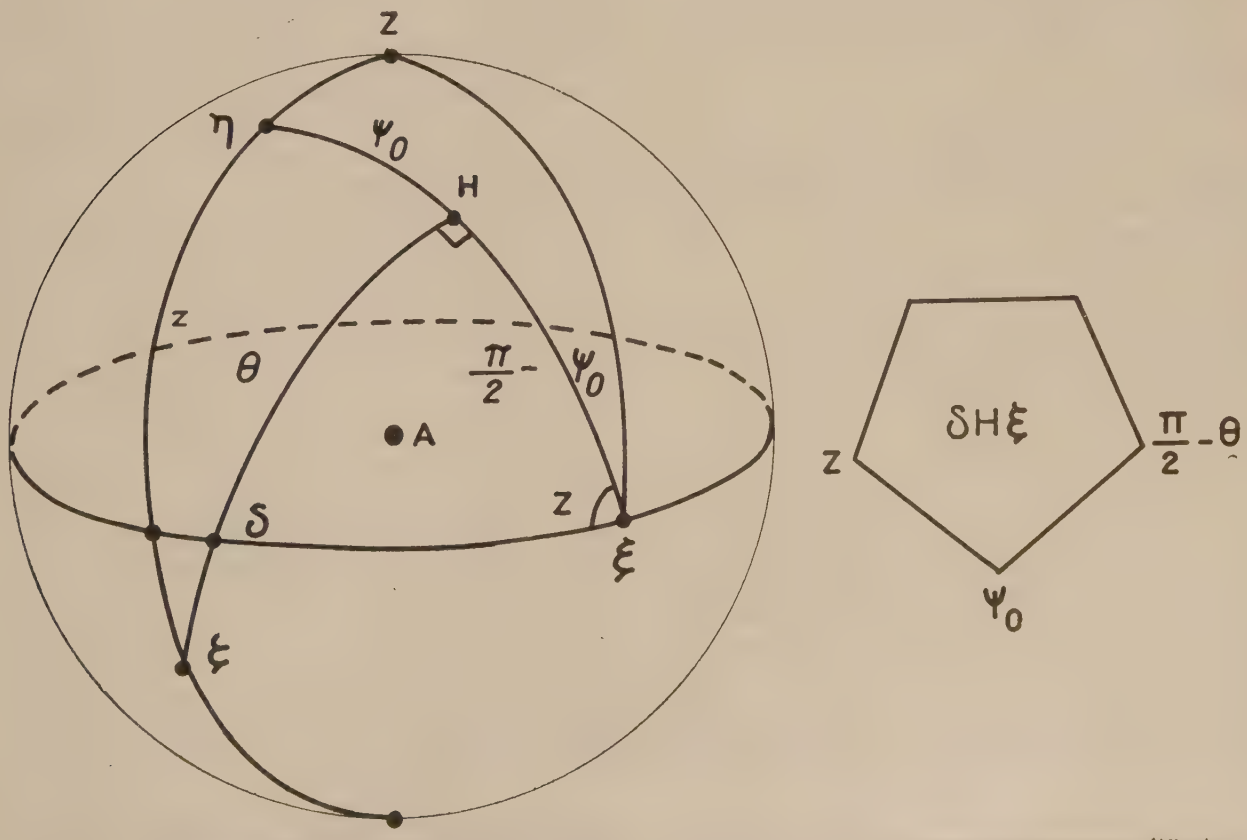


FIG. VII-2. — Triangles sphériques pour le calcul du degré de polarisation de la « lumière extraterrestre diffusée ».

ce ne pourra être que suivant les axes Aξ et Aη, car le plan vertical passant par A et O est un plan de symétrie pour l'ensemble du problème.

Par suite, les flux élémentaires diffusés par dV en provenance de $d\omega$, doivent être rapportés aux axes Aξ et Aη, en les multipliant par $\sin^2 \psi$ ou par $\cos^2 \psi$ selon la vibration dont il s'agit.

Intégrons par rapport à ψ, θ étant constant ; les limites de ψ dues à l'existence de l'horizon peuvent se calculer en fonction de θ d'après la figure VII-2 ; dans le triangle sphérique rectangle SHξ, la règle de NEPER donne

$$\cos \psi_0 = \operatorname{cotg} z \operatorname{tg} \theta$$

Pour $\theta > 0$, on a deux valeurs de l'angle limite ψ_0 opposées et comprises entre $-\frac{\pi}{2}$ et $+\frac{\pi}{2}$; pour $\theta < 0$, deux valeurs opposées comprises entre $-\pi$ et $+\pi$. Si on change θ en $-\theta$, ψ_0 se change en $\psi_1 = \pi - \psi_0$.

Pour une certaine valeur constante θ_0 de θ, et pour la vibration normale au plan de diffusion, nous aurons donc après projection sur Aξ un flux diffusé proportionnel à

$$\cos \theta_0 \, d\theta \int_{-\psi_0}^{+\psi_0} \cos^2 \psi \, d\psi = \frac{1}{2} \cos \theta_0 \, d\theta \, [\psi + \sin \psi \cos \psi]_{-\psi_0}^{+\psi_0}$$

soit encore :

$$\cos \theta_0 \, d\theta \, (\psi_0 + \sin \psi_0 \cos \psi_0)$$

Mais si nous associons la valeur opposée de θ, soit $\theta_1 = -\theta_0$, pour laquelle $\psi_1 = \pi - \psi_0$, nous aurons de même

$$\cos \theta_1 \, d\theta \, (\psi_1 + \sin \psi_1 \cos \psi_1)$$

de sorte que la somme des 2 flux diffusés est simplement proportionnelle à $\pi \cos \theta_0 \, d\theta$.

De même, en projetant sur Aη, nous aurons :

$$\cos \theta_0 \, d\theta \int_{-\psi_0}^{+\psi_0} \sin^2 \psi \, d\psi = \frac{1}{2} \cos \theta_0 \, d\theta \, [\psi - \sin \psi \cos \psi]_{-\psi_0}^{+\psi_0}$$

et l'on trouve que la lumière diffusée sous les angles θ_0 et θ_1 est encore au total proportionnelle à $\pi \cos \theta_0 \, d\theta$; il n'y a donc pas jusqu'à présent de polarisation possible.

Le même raisonnement peut être appliqué à tous les couples de valeurs (θ_0, θ_1) possibles, c'est-à-dire jusqu'à $\theta_0 = z$. Il restera alors un cône de ciel, de demi-ouverture $\frac{\pi}{2} - z$, axé sur le point visé, et qui par symétrie de révolution ne peut apporter de polarisation. La vibration normale au plan de diffusion n'introduit donc en définitive aucune polarisation.

L'autre vibration n'en apportera pas davantage. On peut recommencer à son sujet le calcul ci-dessus, en multipliant le flux diffusé par $\sin^2 \theta$, ce qui ne changera rien au résultat final.

On peut se rendre compte bien plus concrètement du résultat de cette démonstration. Si la source (uniforme) était la sphère entière et non un hémisphère, c'est-à-dire si l'observateur était isolé dans l'espace, simplement entouré de la masse gazeuse diffusante, aucune polarisation dans aucune direction de visée ne pourrait être apportée par cette dernière. La suppression d'un hémisphère par l'introduction du sol ne change pas ce résultat, car à tout angle solide $d\omega$ de l'hémisphère restant on peut associer dans l'hémisphère supprimé l'angle solide $d\omega$ diamètralement opposé, et les lois de la diffusion Rayleigh sont telles que les nouveaux flux élémentaires diffusés — relatifs à Aξ et Aη — valent la moitié des anciens. Les flux intégrés à l'hémisphère valent donc la moitié de leur ancienne valeur, et comme ils étaient égaux sur Aξ et Aη, ils le sont encore.

Dans nos hypothèses, la lumière extraterrestre diffusée serait donc dépourvue de polarisation. Dans la réalité, une légère polarisation peut bien sûr provenir des dyssymétries dues à l'absorption, à la diffusion multiple et à la source non uniforme. Je ne pense pas qu'elle puisse avoir une influence réelle sur les mesures.

Un calcul aussi simple que le précédent ne peut être fait à propos de la lumière terrestre diffusée Λ_D ; là encore une certaine polarisation n'est pas exclue. Elle est certainement très faible, car elle devrait aussi se manifester sur la raie verte observée à la même hauteur, à cause de sa composante diffusée. Or, BRICARD et KASTLER, qui ont mesuré [14] le degré de polarisation de la raie verte au voisinage du pôle, ont conclu à moins de 1,5 % de polarisation pour l'ensemble (lumière transmise + lumière diffusée) ; celle de la lumière diffusée pourrait alors atteindre environ 10 %, mais c'est insuffisant pour que ce terme faible puisse polariser sensiblement U.

Sur mes propres observations, il arrive cependant que les enregistrements à travers le filtre 2 affectent eux aussi une forme sinusoïdale. Mais c'est seulement lorsque la sinusoïde obtenue à 5020 Å est très accusée ; cela ne se produirait pas si le filtre 2 était rigoureusement monochromatique. En effet, si ${}^M d_1$ et ${}^m d_1$ représentent les

extremums de la déviation 1, ${}^{M}d_2$ et ${}^{m}d_2$ ceux de la déviation 2, j'ai pu vérifier dans tous les cas l'égalité

$$(7, 3) \qquad {}^{M}d_2 - k\,{}^{M}d_1 = {}^{m}d_2 - k\,{}^{m}d_1$$

où k est le coefficient de décontamination introduit dans la formule (1, 1) ; cela montre que la petite polarisation brute rencontrée est entièrement attribuable au continuum qui traverse le filtre 2, et non pas à la raie verte, même diffusée.

De plus, FESSENKOV, qui a traité théoriquement ce problème [46], conclut également à une polarisation négligeable par la composante diffusée.

Quant à la lumière stellaire résiduelle, loin du plan galactique on ne saurait raisonnablement la tenir pour polarisée, malgré le petit degré de polarisation présenté par certaines étoiles. Cette polarisation est due à la matière interstellaire [30, p. 366], et il ressort d'un travail de HALL et MIKESELL [49] qu'à plus de 15° du plan galactique, les étoiles polarisées sont fort rares.

En résumé, j'admettrai donc — avec presque tous les autres auteurs — que toute la polarisation observable a son origine dans le continuum interplanétaire.

VII-2. EXTENSION DES ÉQUATIONS DE RÉDUCTION AUX MESURES POLARIMÉTRIQUES.

Soient $\frac{1}{\mu_1}$ et $\frac{1}{\mu_2}$ les facteurs de transmission intrinsèques de l'analyseur aux longueurs d'ondes 1 et 2, c'est-à-dire le plus petit affaiblissement qu'il puisse faire subir à un faisceau complètement polarisé. Dans mes mesures j'avais sensiblement $\mu_1 = \mu_2 = 1{,}30$.

Avant introduction de l'analyseur, on passait des déviations millimétriques d_1 et d_2 aux luminances absolues I et Q selon des formules telles que

$$\begin{cases} I = i\,d_1 \\ Q = j(d_2 - kd_1) \end{cases}$$

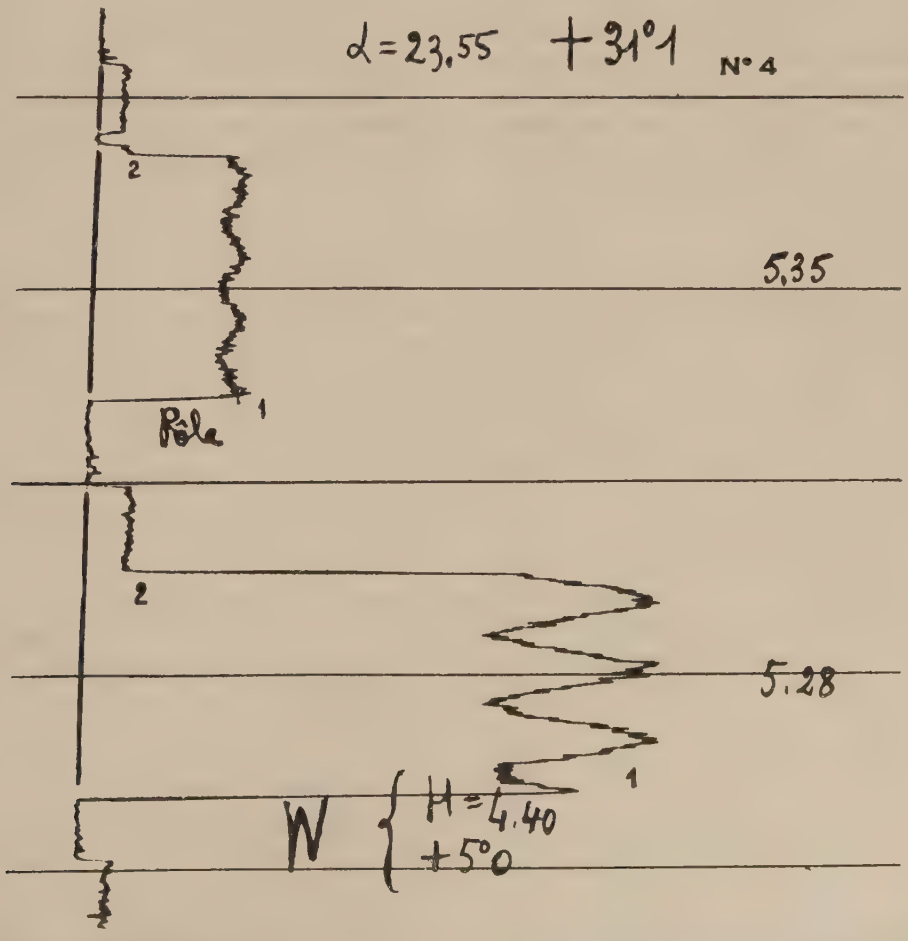


FIG. VII-3. — Exemple d'enregistrement polarimétrique. Les traces sont d'allure sinusoïdale avec le filtre 1 rectiligne avec le filtre 2. En bas : un point du fuseau Ouest se trouvant sur l'écliptique et à 48° du Soleil ; en haut, le pôle.

où i et j sont des coefficients d'étalonnage absolu (voir chapitre V, § 1). La déviation d_1 passant par un maximum ${}^{M}d_1$ et par un minimum ${}^{m}d_1$ au cours de la rotation de l'analyseur, nous aurons de même

$$\begin{aligned} {}^{M}I &= \mu_1 i\, {}^{M}d_1 \\ {}^{m}I &= \mu_1 i\, {}^{m}d_1 \qquad \text{d'où :} \\ I &= \mu_1 i({}^{M}d_1 + {}^{m}d_1) \end{aligned} \tag{7, 4}$$

de sorte que le degré de polarisation p de la lumière *brute* est égal à $\dfrac{{}^{M}I - {}^{m}I}{I}$. Il est aisé à observer, mais dénué de signification véritable. Pour la raie verte, qui n'est pas polarisée, Q est simplement la somme de deux termes égaux :

$$Q = \mu_2 j[({}^{M}d_2 - k\,{}^{M}d_1) + ({}^{m}d_2 - k\,{}^{m}d_1)]$$

ce que l'on peut encore écrire :

$$Q = \mu_2 j[({}^{M}d_2 + {}^{m}d_2) - k\,({}^{M}d_1 + {}^{m}d_1)] \tag{7, 5}$$

Le plus souvent, on a d'ailleurs ${}^{M}d_2 = {}^{m}d_2$.

Les formules (7, 4) et (7, 5) montrent qu'une série de mesures polarimétriques permet d'obtenir les I et les Q, et peut donc se réduire ensuite comme une série ordinaire, à condition d'opérer sur les sommes de déviations $({}^{M}d_1 + {}^{m}d_1)$ et $({}^{M}d_2 + {}^{m}d_2)$.

Puisque nous savons que la correction atmosphérique U n'est pas polarisée, et que toute la polarisation de I provient de celle de L (que nous écrirons $L = {}^{M}L + {}^{m}L$), la formule (7, 1) devient :

$$\begin{cases} {}^{M}L = e^{\tau_1^{\prime}{}^{M(z)}}\,({}^{M}I - U/2) \\ {}^{m}L = e^{\tau_1^{\prime}{}^{M(z)}}\,({}^{m}I - U/2) \end{cases} \tag{7, 6}$$

Le degré de polarisation P de la lumière extra-terrestre, égal par définition à $\dfrac{{}^{M}L - {}^{m}L}{L}$, a donc pour expression

$$P = \frac{{}^{M}I - {}^{m}I}{{}^{M}I + {}^{m}I - U} \tag{7, 7}$$

Si nous introduisons enfin la lumière stellaire résiduelle évaluée au chapitre III, qui n'est pas polarisée, nous aurons compte tenu de $L_Z = L - \varepsilon_{m_0}$ l'expression suivante de la polarisation de la lumière zodiacale :

$$P_Z = \frac{{}^{M}L - \varepsilon_{m_0}/2 - ({}^{m}L - \varepsilon_{m_0}/2)}{L - \varepsilon_{m_0}}$$

soit encore, en posant $\varepsilon_{m_0}\, e^{-\tau_1^{\prime}{}^{M(z)}} = V$,

$$P_Z = \frac{{}^{M}I - {}^{m}I}{{}^{M}I + {}^{m}I - U - V} \tag{7, 8}$$

Pour fixer les idées sur l'influence des corrections U et V sur les degrés de polarisation trouvés, je donnerai deux exemples relatifs au pôle et à un

TABLEAU VII, 1

Date	T	α	H	δ	sec z	M(z)	${}^{M}d_1$	${}^{m}d_1$	${}^{M}d_1 + {}^{m}d_1$	0,030 $({}^{M}d_1 + {}^{m}d_1)$
14 février 1964 .	10.22	—	—	+ 90°	2,11	2,10	21,0	19,0	40,0	1,2
7 février 1964 ..	5.53	1.10	4.43	+ 6°5	2,93	2,91	52,5	39,0	91,5	2,7

$2d_2$	$2d_2$ — 0,030 $({}^{M}d_1 + {}^{m}d_1)$	Q	${}^{M}I$	${}^{m}I$	${}^{M}I - {}^{m}I$	$I = {}^{M}I + {}^{m}I$	p	$\dfrac{\cos\theta}{\Phi_2}$	$Q^{(m)}$	$\Lambda(Q^{(m)})$
18,5	17,3	179,9	89,3	80,8	8,5	170,1	0,050	0,5497	98,9	38,0
11,5	8,8	91,5	223,3	165,9	57,4	389,2	0,147	0,4421	40,5	21,3

$\Phi_1 \sec\theta$	$\Phi_1 \sec\theta\Lambda(Q^{(m)})$	L_D	$U = \Phi_1 \sec\theta\Lambda(Q^{(m)}) + L_D$	I — U	$e^{\tau_1^{\prime}{}^{M(z)}}$	L	λ	β
1.8211	69,2	25,4	94,6	75,5	1,2731	96,1	90°0	+ 66°6
2,2306	47,5	33,7	81,2	308,0	1,3974	430,4	18°7	— 0°8

$\lambda_\odot$	$\lambda - \lambda_\odot$	l	b	ε_{m_0}	L_Z	$V = \varepsilon_{m_0}\, e^{-\tau_1^{\prime}{}^{M(z)}}$	P	I — U — V	P_Z
325°4	124°7	90°0	+ 27°7	22,1	74,0	17,4	0,113	58,1	0,146
318°2	60°5	102°0	— 55°1	9,7	420,7	6,9	0,186	301,1	0,191

point M de l'écliptique situé à 60° du Soleil. Cela me donne aussi l'occasion de montrer la disposition des calculs sur les feuilles de réduction, qui comprennent 31 colonnes pour les mesures ordinaires et 41 pour les mesures polarimétriques.

On voit que l'influence des corrections U et V, la première surtout, est considérable sur le résultat. Il est donc évident que l'évaluation aussi exacte que possible de la correction de luminescence atmosphérique doit être considérée comme le premier problème dans la polarimétrie de la lumière zodiacale.

Les fluctuations du continuum atmosphérique ont par suite une grande importance, comme on va le voir.

Six observations polarimétriques du pôle m'ont en effet donné des valeurs de P_Z allant de 0,105 à 0,155, avec une moyenne de 0,136. Cette dispersion pourra paraître excessive ; mais il faut remarquer que des difficultés expérimentales s'ajoutent ici à la dispersion de corrélation pour diminuer la précision des mesures, puisque les déviations 1 maximum et minimum du pôle ne diffèrent en général que de 2 mm, et que 0,5 mm d'erreur de lecture font 25 % d'écart sur le résultat. L'expérience ne me montre d'ailleurs pas qu'on ait intérêt à accroître la sensibilité de l'électronique, et qu'il soit plus facile d'apprécier 10 mm de différence à travers de grosses fluctuations de plume, que 2 mm avec de faibles fluctuations. La figure VII-3, qui montre un fragment d'enregistrement polarimétrique, fait ressortir combien la lecture des différences ${}^{M}d_1 - {}^{m}d_1$ est plus aisée dans une région où la polarisation brute est élevée, comme le fuseau Ouest, qu'au pôle et dans les régions de faible polarisation brute.

Il est donc fort utile que les variations du continuum atmosphérique n'accroissent pas trop ces incertitudes déjà grandes. Or, si j'extrais des 6 pointés du pôle ceux qui ont le plus grand écart en raie verte, j'en trouve un avec $Q^{(n)} = 36{,}6$ rayleighs et un avec $Q^{(n)} = 98{,}9$ rayleighs, qui n'est autre que l'exemple ci-dessus. Il se trouve, par pure coïncidence, qu'ils donnent exactement la même valeur de P_Z, soit 0,146. Si je les réduis à nouveau dans l'hypothèse d'un continuum Λ inchangé (en prenant par exemple $Q^{(n)} = 70$ rayleighs, d'où $\Lambda = 30$ étoiles), je trouve les valeurs suivantes de P_Z : 0,181 et 0,117. L'hypothèse de la composante atmosphérique invariable apporterait donc encore de plus grandes erreurs que les difficultés de lecture.

J'estime qu'au total il est possible de déterminer le degré de polarisation avec une incertitude allant de $\pm$ 0,02 dans les fuseaux à $\pm$ 0,04 dans les régions les moins brillantes en lumière interplanétaire.

VII-3. Degrés de polarisation le long de l'écliptique.

Bien que le dispositif « rotateur d'analyseur » soit muni d'un contact permettant de connaître la phase de l'analyseur et par suite la position du plan de polarisation, mes mesures ne portent jusqu'à présent que sur les degrés de polarisation eux-mêmes. On trouvera sur la figure VII-4 les valeurs de ce degré de polarisation P_Z obtenues en 56 points répartis le long de l'écliptique selon les possibilités d'observation que j'ai eues à Tenerife en février 1964. Je propose donc les degrés de polarisation suivants :

— à 40° du Soleil	0,165 ± 0,020
— de 55° à 65° du Soleil	0,175 ± 0,020
— à 90° du Soleil	0,130 ± 0,030
— de 150° à 180° du Soleil	0 ± 0,030

avec symétrie par rapport à l'anti-Soleil.

Le maximum de polarisation aux environs de $\lambda - \lambda_\odot = 60°$ trouvé par Dufay dès 1925 [27] se retrouve dans mes mesures du fuseau Ouest. Deux autres auteurs au moins ont obtenu plus récemment des courbes dont l'allure générale, sinon les ordonnées, s'accorde avec celle de Dufay et avec la mienne. Il s'agit de Huruhata [53] et de Weinberg [85, p. 109], dont les courbes moyennes ont été reportées sur la figure VII-4. Eu égard à la précision possible en polarimétrie, plus faible qu'en photométrie simple, l'accord de mes mesures avec ces auteurs peut être considéré comme assez bon. Il est moins bon avec différents autres observateurs, qui ne retrouvent pas le maximum vers $\lambda - \lambda_\odot = 60°$, et ne sont pas reportés sur la figure VII-4. La discordance est particulièrement vive avec Elsässer [38] et avec Blackwell et Ingham [12, p. 123], mais il faut dire que ces derniers travaillent à 4470 et 6200 Å, tandis que les autres observateurs sont comme moi dans la région verte du spectre.

VII-4. Degrés de polarisation sur l'ensemble de la sphère céleste.

Fort peu d'observateurs ont cherché à déterminer la polarisation d'origine interplanétaire hors de l'écliptique. Ma méthode permet cette étude, mais il est évident que dans les régions où la lumière zodiacale n'est plus prépondérante devant

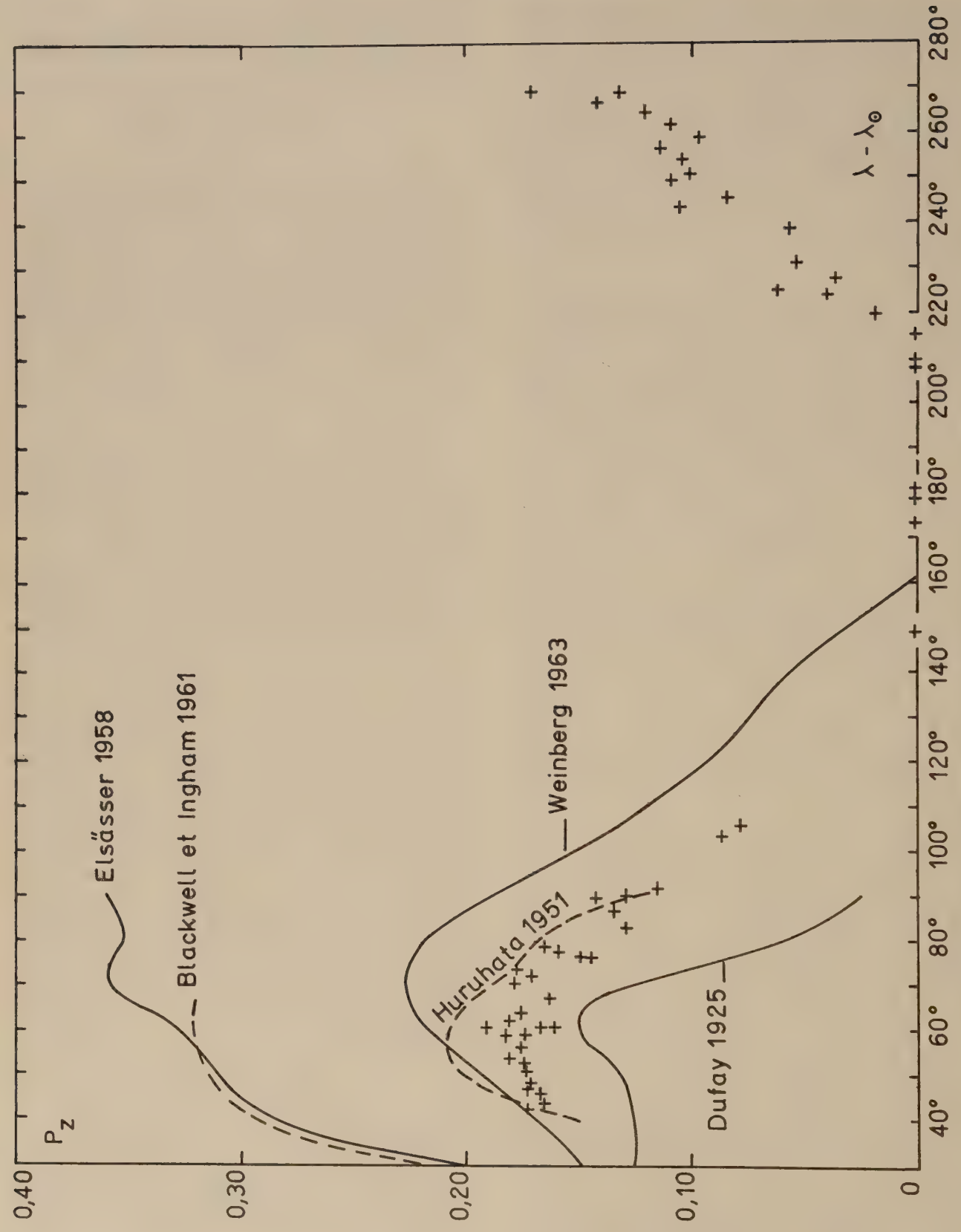


FIG. VII.4. — Degrés de polarisation de la lumière zodiacale obtenus le long de l'écliptique (croix).
A titre de comparaison, courbes moyennes publiées par quelques autres observateurs.

les deux autres composantes, une éventuelle polarisation partielle de 10 ou 15 % la concernant, va se traduire par une polarisation brute très réduite, 5 % ou moins, c'est-à-dire par des enregistrements sinusoïdaux de faible amplitude (fig. VII-3, en haut), dont il serait vain de vouloir tirer des proportions de lumière polarisée P_Z précises à mieux que 0,03 ou 0,04 près.

Je ne dispose pour le moment que d'une quarantaine de pointés (Tenerife, 7 et 14 février 1964), à des latitudes écliptiques d'environ $\pm$ 30° et $\pm$ 60°, ainsi qu'au pôle de l'écliptique et au pôle. En coordonnées $\lambda - \lambda_\odot$ et β, ils se trouvent pour la plupart dans l'hémisphère dont l'anti-soleil est le pôle, et je les ai reportés sur la figure VII-5, qui est une projection de cet hémisphère conservant les angles que font avec l'axe Soleil-anti-Soleil les différentes directions de visée. En y ajoutant quelques-uns des pointés dans l'écliptique déjà présentés au paragraphe précédent, il est permis de tenter malgré la faible densité des pointés de tracer des courbes « isopolarimétriques ». On voit que s'il est impossible de déceler une polarisation à moins de 30° de l'anti-soleil, il n'en est pas de même ailleurs, et que P_Z croît rapidement lorsqu'on s'éloigne du gegenschein. Des chiffres de 0,10 à 0,18 sont obtenus à des distances angulaires du gegenschein comprises entre 60° et 90°.

Weinberg [85, p. 94] obtient des valeurs de P_Z selon deux méthodes, l'une admettant une couche

Fig. VII-5. — Quelques degrés de polarisation obtenus sur l'ensemble du ciel ; allure générale des courbes « isopolarimétriques », à peu près centrées autour de l'anti-Soleil.

de Van Rhijn, l'autre tenant compte d'écarts par rapport à cette hypothèse, écarts qu'il évalue par un procédé empirique. L'ordre de grandeur des taux de polarisation qu'il donne selon ce dernier procédé s'accorde avec le mien. L'hypothèse de la couche de Van Rhijn lui donnait des résultats tout à fait différents.

Divari et Asaad, dans une publication surtout consacrée aux régions du zodiaque [25] font mention de mesures sur l'ensemble du ciel, qui leur ont donné loin de l'écliptique des degrés de polarisation bruts p n'atteignant jamais 1 %. Il y a désaccord total entre ce résultat et le mien, que l'on peut par contre rapprocher — pour autant qu'il s'agisse seulement des polarisations brutes — des anciennes mesures de Dufay [28, p. 117], qui pointait son photomètre dans le méridien Nord, et enregistrait par suite des régions variées de la sphère, mais toujours de latitude écliptique assez élevée. Ses dépolarisations brutes ρ vont de 0,916 à 0,964, soit $0{,}018 \leqslant p \leqslant 0{,}044$, avec une moyenne $\bar{p} = 0{,}031$, tandis que 15 pointés à $\beta = +60°$, au pôle de l'écliptique et au pôle me donnent la moyenne $\bar{p} = 0{,}042$.

Dufay formulait également l'hypothèse [28, p. 126] que le degré de polarisation ne dépend que de la distance angulaire au Soleil. Les courbes « isopolarimétriques » de la figure VII-5 paraissent présenter une forme elliptique ; vu les difficultés de ces mesures et le nombre réduit de pointés, je ne saurais affirmer la réalité de cet aplatissement. Si nous en faisons provisoirement abstraction, mes mesures confirment, au moins en tant que modèle de première approximation, une distribution de la polarisation interplanétaire sur la sphère céleste, qui serait sensiblement de révolution autour de l'axe Soleil-observateur-gegenschein.

Conclusion

J'ai tenté de clarifier les bases observationnelles du problème de la distribution apparente de la Lumière Zodiacale et de son épiphénomène, le Gegenschein ; une photométrie du Continuum atmosphérique se greffe incidemment sur mon étude.

Les imperfections de mon travail et les limites de ma méthode ne m'apparaissent que trop clairement, sans doute pour me faire mieux comprendre *a posteriori* les prudents avertissements de mes Maîtres lorsque je me suis engagé dans ce véritable maquis.

Mais je pense avoir montré que la séparation correcte des continuums atmosphérique, interplanétaire et stellaire dans la région verte du spectre est possible avec des mesures au sol, sur la base des deux idées suivantes :

— l'observation d'une corrélation de Barbier non seulement au pôle, mais encore en quelques points de la sphère des fixes que l'on suit au cours de leur mouvement apparent ;

— la mise à profit des dénombrements stellaires pour le choix du champ photométrique optimum.

Mes observations confirment que l'ensemble du ciel est le siège d'une diffusion interplanétaire très appréciable de la lumière solaire, dont je donne les luminances et les degrés de polarisation.

J'ai commencé à appliquer la méthode générale à différents problèmes concernant la position, la forme et les variations possibles de luminance de la Lumière Zodiacale et du Gegenschein.

Les résultats proprement dits se limitent au chapitre VI et à une fraction des chapitres V et VII, le reste n'étant qu'exposition de la méthode, contrôles expérimentaux de celle-ci, détails instrumentaux, etc.... Je ne puis m'empêcher d'exprimer ici le souhait que cette disproportion soit ultérieurement comblée par une exploitation rationnelle de cette méthode ; et, jusqu'à ce que des observations extra-atmosphériques en satellites artificiels l'aient rendue caduque, j'espère qu'il me sera donné d'y consacrer de nouveaux efforts.

Manuscrit reçu le 15 *décembre* 1964.

Remerciements

Je suis heureux d'exprimer ma reconnaissance aux personnes qui m'ont aidé à mener à bien ce travail, en regrettant de ne pouvoir les citer toutes.

M. Dufay, *Membre de l'Institut*, s'est vivement intéressé à mon sujet de thèse et a bien voulu en présenter les résultats partiels à l'Académie des Sciences. Son expérience des problèmes de la lumière zodiacale, vieille de quarante ans, m'a été fort précieuse. Je lui dois en outre, ainsi qu'à M. Fehrenbach, un bon accueil à l'Observatoire de Haute-Provence.

M. Sémirot m'a prodigué un appui matériel de

tous les instants, et je le remercie d'avoir davantage donné qu'exigé. Par ailleurs, ses suggestions quant à la formulation mathématique de la méthode des hauteurs multiples m'ont été très utiles.

M. BARBIER a favorablement accueilli mon idée de fonder une nouvelle photométrie de la lumière zodiacale sur l'une de ses corrélations de luminescence nocturne, et m'a fait profiter d'une manière très efficace de sa maîtrise dans ce domaine.

M. SWINGS, *Membre de l'Institut*, Président de l'Union Astronomique Internationale, a honoré mon travail en voulant bien lire et apprécier le manuscrit.

M. ROUSSEAU, qui m'a assisté pendant les missions à Saint-Michel, a aussi dessiné avec beaucoup de talent les difficiles plans du télescope de 30 cm, et en a construit la partie électronique.

M. CHAUVET a réalisé la mécanique de ce télescope avec une impeccable précision.

M. TEXEREAU a bien voulu se charger d'une optique particulièrement délicate, et lui a imprimé son excellente facture.

Sr. SÁNCHEZ Martinez, avec l'appui de Sr. TORROJA Menendez, m'a très aimablement invité et reçu à l'Observatoire de Tenerife, et y a considérablement facilité ma tâche.

M. SOULIÉ a été un collaborateur inestimable pendant la mission de Tenerife, et le succès de celle-ci lui revient pour une bonne part. MM. ARASSUS, CHARVET et d'autres techniciens de l'Observatoire de Haute-Provence m'ont aidé avec dévouement dans les observations. M^lle MANGENOT et d'autres personnes de l'Observatoire de Bordeaux m'ont en grande partie déchargé de la lourde tâche des calculs de réduction.

Enfin, dans de fructueux échanges, des maîtres éminents et des collègues aimables m'ont fait profiter de leurs connaissances, notamment MM. ANDRILLAT, BIGAY, M^lle CHOPINET, MM. COURTÈS, Nguyen DOAN, Maurice DUFAY, LALLEMAND, LINK, M^me MARTEL, MM. MIANES, OORT, PECKER, ROBLEY, VIGROUX et WEINBERG.

BIBLIOGRAPHIE

[1] ASHBURN E. V., 1955, *J. Atmos. terr. Phys.*, **5**, 83.
[2] BARBIER D., 1944, *Ann. Géophys.*, **1**, 144.
[3] BARBIER D., 1954, Les particules solides dans les astres (Liège), 55.
[4] BARBIER D., 1955, The Airglow and the Aurorae (Pergamon Press, London), 38.
[5] BARBIER D., 1961, Photométrie photoélectrique de la luminescence du ciel nocturne aux Observatoires de Haute-Provence et de Tamanrasset.
[6] BARBIER D., 1962, Introduction à l'étude de la luminescence atmosphérique et de l'aurore polaire (Conférences de l'École de Physique des Houches, France).
[7] BARBIER D., DUFAY J., WILLIAMS D., 1951, *Ann. Ap.*, **14**, 399.
[8] BARBIER D., GLAUME J., 1960, *Ann. Géophys.*, **16**, 56.
[9] BARBIER D., GLAUME J., 1960, *Ann. Géophys.*, **16**, 319.
[10] BEHR A., SIEDENTOPF H. 1953, *Z. Ap.*, **32**, 19.
[11] BLACKWELL D. E., INGHAM M. F., RUNDLE H. N., 1960, *Ap. J.*, **131**, 15.
[12] BLACKWELL D. E., INGHAM M. F., 1961, *M. N. RAS.*, **122**, 113.
[13] BRICARD J., 1957, *Handbuch der Physik*, Band XLVIII (Springer Verlag, Berlin), 342.
[14] BRICARD J., KASTLER A., 1947, *Ann. Géophys.*, **3**, 308.
[15] CABANNES J., DUFAY J., 1935, *C. R.*, **201**, 696.
[16] CASSINI Jean-Dominique, 1690, Découverte de la lumière céleste qui paraît dans le zodiaque (Imprimerie Royale, Paris).
[17] CHAMBERLAIN J. W., 1961, Physics of the Aurora and Airglow (Academic Press, New York).
[18] CHUVAYEV K. K., 1961, *A. Zu.*, **38**, 692 ; traduction : *Soviet Astr.*, **5**, 526.
[19] COURTÈS G., 1962, *C. R.*, **254**, 1738.
[20] DANJON A., COUDER A., 1935, Lunettes et Télescopes (Revue d'Optique, Paris).
[21] DAUVILLIER A., 1962, Physique solaire et Géophysique (Masson, Paris), 227.
[22] DIVARI N. B., 1949, *A. Zu.*, **26**, 355 ; traduction : The Earth's exterior atmosphere and the Counterglow, 1954 (Defence Research Board, Ottawa), *T* **65** *R*, 22.
[23] DIVARI N. B., 1952, *A. Zu.*, **29**, 49 ; traduction : The Zodiacal twilight (Defence Research Board, Ottawa), *T* **245** *R*, 29.
[24] DIVARI N. B., ASAAD A. S., 1959, *A. Zu.*, **36**, 327.
[25] DIVARI N. B., ASAAD A. S., 1959, *A. Zu.*, **36**, 856 ; traduction : *Soviet Astr.*, **3**, 832.
[26] DONITCH N., 1955, *B. A.*, **20**, 15.
[27] DUFAY J., 1925, *C. R.*, **181**, 399.
[28] DUFAY J., 1928, Thèse, *Bull. Obs. Lyon.*, **10**.
[29] DUFAY J., 1948, *Publ. Obs. Lyon*, **5**, 8.
[30] DUFAY J., 1954, Nébuleuses galactiques et Matière interstellaire (Albin Michel, Paris).
[31] DUFAY J., 1961, Introduction à l'Astrophysique : Les étoiles (Armand Colin, Paris).
[32] DUFAY J., WANG-SHIH-KY, 1935, *J. O.*, **18**, 193.
[33] DUFAY M., 1959, *C. R.*, **248**, 2505.

[34] Dumont R., 1959, *Rev. Opt.*, **38**, 395.
[35] Dumont R., 1962, *C. R.*, **254**, 4428.
[36] Dumont R., 1963, *C. R.*, **256**, 1447.
[37] Dumont R., 1963, *C. R.*, **257**, 2242.
[38] Elsässer H., 1958, *Sterne*, **34**, 166.
[39] Elsässer H., Haug U., 1960, *Z. Ap.*, **50**, 121.
[40] Elvey C. T., Roach F. E., 1937, *Ap. J.*, **85**, 213.
[41] Eropkin D. I., Kozirev N. A., 1935, *Poulkovo Obs. Circ.*, **13**, 21.
[42] Fessenkov V. G., 1914, *Ann. Obs. Paris*, **30**, E 1.
[43] Fessenkov V. G., 1949, *A. Zu.*, **26**, 346 ; traduction : Zodiacal twilight (Defence Research Board, Ottawa), *T* **245** *R*, 1.
[44] Fessenkov V. G., 1956, Les molécules dans les astres (Liège), 51.
[45] Fessenkov V. G., 1958, *Trans. IAU Moscou*, 333.
[46] Fessenkov V. G., 1960, *A. Zu.*, **37**, 794 ; traduction : *Soviet Astr.*, **4**, 749.
[47] Gindilis L. M., Parijskiy N. N., 1961, *A. Zu.*, **38**, 99 ; traduction : *Soviet Astr.*, **5**, 72.
[48] Götz F. W., 1952, *Landolt-Börnstein* (Springer Verlag, Berlin), III. Band, 592.
[49] Hall J. S., Mikesell A. H., 1950, *Publ. U. S. Nav. Obs.*, **11**, 17.
[50] Henyey I. G., Greenstein J. L., 1940, *Ann. Ap.*, **3**, 117.
[51] Heppner J. P., Meredith L. H., 1958, *J. Geophys. Res.*, **63**, 51.
[52] Hoffmeister C., 1940, *A. N.*, **271**, 49.
[53] Huruhata M., 1951, *P. A. S. J.*, **2**, 156.
[54] Huruhata M., 1964, Photoelectric observations of the photometric axis of the Zodiacal Light (texte distribué aux réunions de la Commission 21, UAI Hambourg, 1964).
[55] Johnson H. L., Morgan W. W., 1953, *Ap. J.*, **117**, 313.
[56] Kariagina Z. V., 1957, *Publ. Inst. Astrophys.* Alma-Ata, **5**, 110.
[57] Karimov M. G., 1951, *Dokl. Ak. N. SSSR*, **99**, 16.
[58] Karimov M. G., 1957, *Publ. Inst. Astrophys.* Alma-Ata, **5**, 120.
[59] Krassovsky V. I., 1962, Atlas du spectre du ciel nocturne, *Ak. N. SSSR.*
[60] Liais E., 1866, L'espace céleste et la nature tropicale (Garnier, Paris).
[61] Link F., 1934, *J. O.*, **117**, 41.
[62] De Mairan D., 1733, Traité de l'Aurore Boréale (Imprimerie Royale, Paris).
[63] Marchand E., 1895, *C. R.*, **121**, 1134.
[64] Mascart J., 1910, *Astronomie*, **24**, 385.
[65] Mianes P., 1963, Thèse, *Ann. Astrop.*, **26**, 1.
[66] Mineur H., 1935, Dénombrements d'étoile (*Actualités Scientifiques et Industrielles*, **225**, Hermann, Paris).
[67] Minnaert M., 1924, *B. A. N.*, **2**, 75.
[68] Osterbrock D., Sharpless S., 1952, *Ap. J.*, **115**, 140.
[69] Peterson A. W., 1961, *Ap. J.*, **133**, 668.
[70] Regener V. H., 1955, *Ap. J.*, **122**, 520.
[71] Roach F. E., Pettit H. B., Tandberg-Hanssen E., Davis D. N., 1954, *Ap. J.*, **119**, 253.
[72] Roach F. E., Rees M. H., 1955, The Airglow and the Aurorae (Pergamon Press, London), 142.
[73] Roach F. E., Megill L. R., 1961, *Ap. J.*, **133**, 228.
[74] Roach F. E., Smith L. L., 1964, *N. B. S. Technical Note*, **214**.
[75] Robley R., 1962, *Ann. Géophys.*, **18**, 343.
[76] Saito K., 1961, *P. A. S. J.*, **13**, 376.
[77] Schmid F., 1928, Das Zodiakallicht, Probl. der Kosm. Phys. (Hambourg).
[78] Seares F. H., Van Rhijn P. J., Joyner M. C., Richmond M. L., 1925, *Ap. J.*, **62**, 320.
[79] Seares F. H., 1925, *Ap. J.*, **61**, 114.
[80] Swings P., 1951, Étude optique de l'atmosphère terrestre (Liège), 215.
[81] Tousey R., 1958, *Ann. Géophys.*, **14**, 186.
[82] Van Rhijn P. J., 1929, *Publ. Kapteyn Astr. Lab.*, **43**.
[83] Vigroux E., 1953, Thèse (Masson, Paris), 34.
[84] Wang-Shih-ky, 1936, *Publ. Obs. Lyon*, **1**, 19.
[85] Weinberg J. L., 1963, Thèse, University of Colorado.
[86] Weinberg J. L., 1964, Summary Report on Zodiacal Light (Hawaii Intitute of Geophysics).

Imprimerie Taffin-Lefort, à Lille (France) — Hors-texte : Brunissen, Paris. — *Published in France.*

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Les systèmes optiques à grand champ applicables à la photographie du ciel entier

LU ET APPROUVÉ
Bordeaux, le 27 Janvier 1965
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
R. CALAS

VU ET PERMIS D'IMPRIMER
Bordeaux, le 29 Janvier 1965
Le Recteur de l'Académie de Bordeaux,
J. BABIN

Imprimerie TAFFIN-LEFORT, à Lille (France), — Hors texte : BRUNISSEN, Paris, — *Published in France.*